А. И. ЖЕРНОВОЙ
Г. Д. ЛАТЫШЕВ

Ядерный магнитный резонанс в проточной жидкости

АТОМИЗДАТ · 1964

А. И. ЖЕРНОВОЙ, Г. Д. ЛАТЫШЕВ

ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ПРОТОЧНОЙ ЖИДКОСТИ

АТОМИЗДАТ
Москва 1964

УДК 539.143.43:539.107

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящее время имеется несколько книг, в которых систематизировано рассмотрение теории и применение ядерного магнитного резонанса в неподвижных средах.

Явление ядерного резонанса в проточной жидкости отражено только в разрозненных статьях и очень не полно.

При написании этой монографии авторы ставили цель на основе имеющегося литературного материала и своих неопубликованных работ изложить особенности ядерного магнитного резонанса в проточной жидкости. Во введении приведен обзор основных литературных данных, в первой части рассмотрены результаты теоретического и экспериментального исследований проточного датчика, во второй части — возможности его практического применения.

Использование ядерного резонанса в проточной жидкости позволяет производить бесконтактное измерение расхода жидкостей, анализ состава и времени релаксации вещества, непрерывно текущего в трубопроводе, исследование процессов турбулентного перемешивания, измерение и стабилизацию слабых магнитных полей и т. д.

Книга предназначена для научных работников, аспирантов, инженеров и студентов, специализирующихся в области практического применения ядерного резонанса.

ВВЕДЕНИЕ

Ядерный магнитный резонанс в проточной жидкости впервые наблюдал индийский ученый Суриан [1]. В его эксперименте датчик состоял из радиочастотной катушки, намотанной на стеклянную трубку, по которой протекал водный раствор $FeCl_3$. Трубка была помещена в сильное однородное магнитное поле, сигнал детектировался мостовой схемой. Суриан обнаружил, что если концентрация раствора обеспечивает время релаксации протонов в пределах $0{,}1 \div 0{,}05$ *сек*, то амплитуда сигнала протонного резонанса A в движущейся жидкости значительно превышает амплитуду A_0 в неподвижной жидкости.

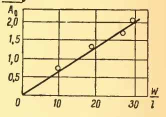


Рис. 1.В. Экспериментальная зависимость амплитуды сигнала ядерной абсорбции в проточном датчике от скорости течения 0,001-нормального раствора $FeCl_3$ в воде [1] (l — длина катушки датчика).

Экспериментальная зависимость амплитуды сигнала от скорости течения жидкости W, полученная Сурианом для 0,001-нормального раствора $FeCl_3$ в воде ($T_1 = 0{,}05$ *сек*), приведена на рис. 1.В. Увеличение амплитуды сигнала в движущейся жидкости объясняется притоком в датчик поляризованных ядер, появившихся при протекании жидкости в магнитном поле до входа в датчик. Рассмотрим этот эффект с точки зрения теории, обычно используемой в литературе.

Амплитуда сигнала ядерного резонанса пропорциональна намагниченности ядер, т. е. суммарному магнитному моменту ядер в единице объема жидкости в датчике. Изменение намагниченности ядер M происходит в результате двух

процессов: 1) взаимодействия ядер с резонансным осциллирующим полем, при этом намагниченность уменьшается со скоростью

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma^2 H_1^2 T_2 M, \tag{1.B}$$

где γ — гиромагнитное отношение ядер; H_1 — половина напряженности резонансного осциллирующего поля в датчике; T_2 — обратная полуширина линии ядерного резонанса в единицах частоты; 2) поляризации ядер в датчике внешним магнитным полем H_0, при этом намагниченность увеличивается со скоростью

$$\frac{dM}{dt} = \frac{X_0 H_0 - M}{T_1}, \tag{2.B}$$

где X_0 — статическая ядерная магнитная восприимчивость; H_0 — напряженность внешнего магнитного поля в датчике; T_1 — время продольной релаксации ядер.

В результате обоих процессов намагниченность меняется во времени со скоростью

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma^2 H_1^2 T_2 M + \frac{X_0 H_0 - M}{T_1}. \tag{3.B}$$

Когда вещество в датчике неподвижно, то намагниченность ядер M_0 имеет одинаковую величину во всем его объеме. Так как процесс ядерного резонанса является установившимся, то $\frac{dM_0}{dt} = 0$, и, следовательно, из выражения (3.B) величина

$$M_0 = \frac{X_0 H_0}{1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} = X_0 H_0 Z, \tag{4.B}$$

где Z — фактор насыщения.

Таким образом, при неподвижной жидкости амплитуда сигнала A_0 пропорциональна $X_0 H_0 Z$. Если жидкость движется через датчик, то при входе в него она имеет намагниченность ядер $M_{вх}$, не зависящую от фактора насыщения. При движении жидкости вдоль датчика величина намагниченности M уменьшается со скоростью, определяемой выражением (3.B). Заменив $\frac{dM}{dt}$ на $\frac{dM}{dx}$ W (x — координата, направленная вдоль струи в датчике, W — скорость течения жидкости) и проинтегрировав по x, получим распределение величины M вдоль датчика

$$M(x) = (M_{вх} - X_0 H_0 Z)\, e^{-\frac{x}{W T_1 Z}} + X_0 H_0 Z. \tag{5.B}$$

Амплитуда сигнала A пропорциональна величине M, усредненной по длине датчика l:

$$A \sim \overline{M} = \frac{1}{l} \int_0^l M(x)\,dx =$$

$$= (M_{\text{вх}} - X_0 H_0 Z) \frac{WT_1 Z}{l} \left(1 - e^{-\frac{l}{WT_1 Z}}\right) + X_0 H_0 Z. \quad (6.В)$$

Относительное приращение амплитуды сигнала при движении жидкости

$$\frac{A - A_0}{A_0} = \frac{M_{\text{вх}} - X_0 H_0 Z}{X_0 H_0} \left(1 - e^{-\frac{l}{WT_1 Z}}\right) \frac{WT_1}{l}. \quad (7.В)$$

В эксперименте Суриана жидкость перед входом в датчик в течение времени, достаточного для равновесной поляризации протонов, протекала в магнитном поле H_0, т. е.

$$M_{\text{вх}} = X_0 H_0,$$

а величина $Z \ll 1$. При этих условиях выражение (7.В) упрощается

$$\frac{A - A_0}{A_0} \doteq \frac{WT_1}{l}. \quad (8.В)$$

Таким образом, наклон прямой (см. рис. 1.В) к оси абсцисс пропорционален времени релаксации жидкости. На основании этого Суриан предложил использовать проточный датчик для измерения времени релаксации жидкостей в пределах $0{,}1 \div 0{,}05$ *сек*.

Сурианом было замечено также, что в некоторых случаях значительное увеличение амплитуды сигнала наблюдается только в первый момент после начала движения жидкости, а затем она уменьшается до некоторой стационарной величины, которая может быть незначительно больше амплитуды в неподвижной жидкости. Этот эффект вызван неполным намагничиванием ядер в жидкости при прохождении ее в поле H_0 до входа в датчик. Когда жидкость неподвижна, то намагниченность ядер, находящихся в поле H_0 вне катушки датчика, успевает достигнуть равновесной величины $X_0 H_0$, и в начале движения жидкости в датчик поступают ядра с большой величиной намагниченности, что вызывает значительный рост амплитуды сигнала. После того как поляризованная жидкость пройдет через датчик, в него начинают поступать ядра со значительно меньшей намаг-

ниченностью $M_{вх}$, которая возникает за короткое время протекания жидкости в поле H_0 до входа в датчик. При этом амплитуда сигнала падает. Если величина $M_{вх} < X_0 H_0 Z$, то амплитуда сигнала в текущей жидкости меньше, чем в неподвижной.

Денис, Бене и Экстерман [2] также заметили рост амплитуды сигнала при движении жидкости, объяснив его ускорением процесса релаксации средней по объему датчика намагниченности ядер, которое происходит в результате притока в датчик жидкости с равновесной намагниченностью.

Они сделали вывод, что амплитуда сигнала в проточном датчике соответствует эффективному времени релаксации T_1'', связанному с естественным временем релаксации жидкости T_1,

$$\frac{1}{T_1''} = \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_1'}, \qquad (9.В)$$

где T_1' — время, за которое в результате протекания жидкости в зоне резонанса 1/e часть деполяризованных ядер сменяется поляризованными. Эту зависимость можно понять, рассмотрев процесс восстановления вектора намагниченности ядер в датчике.

Если в жидкости, втекающей в датчик, имеется намагниченность ядер $M_{вх}$, а в жидкости вытекающей — $M_{вых}$, то в результате прохождения жидкости с расходом q средняя по объему датчика v намагниченность ядер M меняется со скоростью

$$\frac{dM}{dt} = \frac{M_{вх} - M_{вых}}{v} q. \qquad (10.В)$$

Изменение M за счет спин-решеточной релаксации описывается выражением

$$\frac{dM}{dt} = \frac{M_0 - M}{T_1},$$

где M_0 — равновесная величина намагниченности в датчике. При условии $M_{вх} = M_0$ и $M_{вых} = M$ суммарная скорость изменения M определяется выражением

$$\frac{dM}{dt} = (M_0 - M)\left(\frac{1}{T_1} + \frac{q}{v}\right) = \frac{M_0 - M}{T_1''}. \qquad (11.В)$$

Таким образом, если жидкость до входа в датчик успевает полностью поляризоваться и в последнем происходит быстрое ее перемешивание, то выражение (9.В) справедливо,

причем $T_1' = \frac{v}{q}$. В других случаях T_1' является сложной функцией расхода жидкости и фактора насыщения в датчике.

Блюм и Шулери [3] исследовали экспериментально возможность в ядерно-резонансных спектрометрах с высоким разрешением использовать проточный датчик для искусственного уменьшения продольного времени релаксации, меняя рабочее вещество. Они отметили, что при исследовании химических сдвигов в простых органических веществах заметно улучшено отношение сигнала к шуму, но при исследовании спин-спинового взаимодействия преимущество проточного датчика сомнительно.

Шерман [4] провел эксперимент с проточным датчиком ядерной индукции. Катушки возбуждения и приема были расположены на расстоянии 6 *мм* друг от друга, и вода последовательно протекала через них. Сигнал наблюдался с частотой возбуждающего поля, а не с частотой процессии, амплитуда его росла с увеличением скорости жидкости. Подробное исследование этого эффекта приведено автором в более поздней работе [5], где показано, что этим методом можно измерять среднюю напряженность поля на участке трубопровода между возбуждающей и приемной катушками.

Гауссен [6] предложил метод измерения с помощью проточного датчика больших времен релаксации T_1. Метод заключается в следующем: жидкость сначала с большой скоростью протекает через датчик ядерного резонанса, не успевая намагнититься, поэтому сигнал отсутствует, затем в некоторый момент времени жидкость внезапно останавливают, и с этого момента начинается процесс поляризации ядер, сопровождающийся соответствующим ростом сигнала. Фиксируя изменение сигнала во времени на кинопленке, можно определить время релаксации жидкости.

Митчел и Филлипс [7] использовали проточный датчик в установке для определения концентрации H_2O в тяжелой воде. Большое время релаксации воды сильно уменьшает амплитуду сигнала, что затрудняет измерения, особенно при малых концентрациях, поэтому для уменьшения эффективного времени релаксации измерение амплитуды сигнала при малых концентрациях воды производилось в текущей жидкости, что значительно повысило точность.

Хрынкевич и Валюга [8] создали установку для измерения времени релаксации по методу Суриана. Датчик пред-

ставлял из себя радиочастотную катушку длиной $l = 15$ *мм*, одетую на трубку диаметром 7 *мм*. Он был помещен в магнитное поле напряженностью $H_0 = 6580$ *э*, создаваемое электромагнитом, с диаметром полюсов 140 *мм* и зазором 30 *мм*. Неоднородность поля в объеме датчика 0,02 *э*. Длина помещенной в зазор магнита трубки, по которой жидкость протекала к датчику, 360 *см*. Расход жидкости изменялся включением в систему одного из 20 калиброванных капилляров. Для измерения времени релаксации T_1 необходимо получить зависимость амплитуды сигнала ядерного резонанса от скорости течения жидкости W. Одна из таких зависимостей для протонов дистиллированной воды приведена на рис. 2.В. Максимальная скорость течения

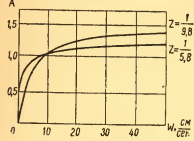


Рис. 2.В. Экспериментальная зависимость амплитуды сигнала ядерной абсорбции в проточном датчике от скорости течения воды [8].

воды 40 *см/сек*, следовательно, время, проводимое ею в поляризующем поле до входа в датчик, составляет 9 *сек*, что достаточно для полной поляризации ядер, т. е. величина намагниченности протонов в воде, втекающей в датчик, $M_{вх} = X_0 H_0$. При этом из выражения (7.В) получаем зависимость амплитуды сигнала от скорости жидкости W

$$\frac{A-A_0}{A_0} = (1-Z)(1-e^{-\frac{l}{WT_1Z}})\frac{WT_1}{l}, \qquad (12.В)$$

где A_0 — амплитуда сигнала при $W = 0$. При малой скорости, когда $\frac{l}{WT_1Z} \gg 1$, это выражение упрощается:

$$\frac{A-A_0}{A_0} = (1-Z)\frac{WT_1}{l}. \qquad (13.В)$$

Суриан предлагал определять T_1, используя эту зависимость при $Z \ll 1$. Так как значительное насыщение затрудняет получать удовлетворительную амплитуду сигнала при больших временах релаксации, то такая методика ограничивает верхний предел измерения T_1 величиной 0,1 *сек*.

Хрынкевич и Валюга усовершенствовали методику Суриана. Они предложили использовать зависимость (12.В)

для нахождения T_1 при малом насыщении, при этом необходимо знать величину Z. Ее можно определить по амплитуде сигнала A_∞ при большой скорости течения жидкости, когда $\frac{l}{WT_1Z} \ll 1$. В этом случае выражение для амплитудного сигнала (12.В) имеет вид

$$\frac{A_\infty - A_0}{A_0} = \frac{1-Z}{Z}. \qquad (14.В)$$

Определив из графика рис. 2.В амплитуду сигнала A_0 при нулевой скорости течения жидкости и величину A_∞, к которой стремится амплитуда сигнала при увеличении скорости жидкости, из выражения (14.В) можно найти фактор насыщения Z, а по наклону линейной зависимости амплитуды сигнала от W при малой скорости жидкости согласно выражению (13.В) величину T_1 $(1 - Z)$.

Таким образом, этот метод можно использовать и при $Z \approx 1$, что позволяет измерять T_1 порядка нескольких секунд.

Еще один метод измерения времени релаксации T_1 с помощью проточного датчика предложен Антоновичем [9, 10]. В его установке применен проточный датчик с двумя катушками, т. е. сигнал детектируется методом индукции Блоха. Приемная катушка намотана непосредственно на трубку, по которой протекает исследуемая жидкость, а катушка передатчика расположена перпендикулярно ей. Участок трубки, расположенный непосредственно перед приемной катушкой, тщательно защищен латунным экраном от осциллирующего магнитного поля, создаваемого передающей катушкой. Измерения времени релаксации производятся следующим образом. В начальный момент жидкость неподвижна, при этом в датчике наблюдается сигнал ядерного резонанса, ослабленный эффектом насыщения. В экранированном участке трубки перед датчиком жидкость поляризуется, приобретая равновесную намагниченность ядер. Когда жидкость приводится в движение, эта поляризованная жидкость поступает в датчик, вызывая замеченный еще Сурианом кратковременный значительный рост амплитуды сигнала до некоторой величины A_0. Когда вся равновесно поляризованная жидкость проходит через датчик, в него начинает поступать жидкость с меньшей намагниченностью и амплитуда сигнала падает.

Приближенное рассмотрение теории этого эффекта позволило Антоновичу сделать заключение, что при задан-

ной скорости течения жидкости максимальная величина A_0 наблюдается при некоторой оптимальной амплитуде осциллирующего поля $H_{1опт}$ в передающей катушке. Эта оптимальная амплитуда определяется условием

$$\gamma^2 H_{1опт}^2 T_{1эфф} T_{2эфф} = 1,$$

где

$$T_{1эфф} = \frac{T_1 T_0}{T_1 + T_0}; \quad T_{2эфф} = \frac{T_2 T_0}{T_2 + T_0}; \quad T_0 = \frac{l}{W};$$

l — длина приемной катушки. Обычно $T_2 \ll T_0$, при этом $T_{2эфф} = T_2$. Установив и измерив $H'_{1опт}$ и $H''_{1опт}$ при двух значениях скорости жидкости W_1 и W_2, соответственно можно найти величину T_1 из выражения

$$\frac{T_1 + \frac{l}{W_1}}{T_1 + \frac{l}{W_2}} = \frac{W_1}{W_2} \left(\frac{H''_{1опт}}{H'_{1опт}} \right)^2. \qquad (15.B)$$

Нетрудно заметить, что теория метода основана на справедливости выражения (11.В), т. е. она верна, если намагниченность ядер не меняется вдоль датчика. В установке Антоновича это не было предусмотрено.

Во всех рассмотренных выше работах поляризация жидкости и наблюдение сигнала ядерного резонанса производились в одном и том же сильном магнитном поле. Это было сделано независимо А. И. Жерновым с целью разработки метода измерения и стабилизации слабого магнитного поля и Ф. И. Скриповым с целью измерения поля Земли.

В 1957 г. впервые поляризация жидкости и наблюдение сигнала ядерного резонанса в проточном датчике были произведены в разных магнитных полях. В установке, созданной по методу Жернового, вода в течение некоторого времени протекала по объему, помещенному в магнитное поле порядка 5000 *э*, создаваемое поляризующим электромагнитом; затем быстро по соединительной трубке перетекала в датчик ядерного резонанса, помещенный в слабое магнитное поле, где наблюдался сигнал абсорбции с помощью автодинного детектора [11, 12]. В работе Ф. И. Скрипова [13] поляризация жидкости производилась полем соленоида напряженностью около 100 *э*, а датчик ядерного резонанса был помещен в магнитное поле Земли, где наблюдался сигнал свободной процессии.

Если поляризация ядер и наблюдение сигнала ядерного резонанса производятся в одном и том же поле H_0, то амплитуда сигнала пропорциональна квадрату напряженности поля, так как она пропорциональна избытку ядер в верхнем энергетическом состоянии, т. е. намагниченности ядер $M = X_0 H_0$, а также энергии, которая поглощается ядром при переходе с одного энергетического уровня на другой $\Delta E = \hbar\gamma H_0$. При предварительной поляризации проточной жидкости величина намагниченности в датчике не зависит от напряженности поля в нем H_0, а пропорциональна напряженности поляризующего поля $H_{пол}$, поэтому амплитуда сигнала пропорциональна произведению $H_{пол} H_0$.

Ослабление зависимости амплитуды сигнала в проточном датчике с предварительной поляризацией от напряженности внешнего поля позволяет получать эффект ядерного резонанса в слабых магнитных полях. Например, с помощью проточного датчика осуществлены измерение и стабилизация магнитного поля напряженностью в несколько эрстед при объеме датчика в 0,03 *см*^{3} [11, 12, 14], получен непрерывный сигнал свободной прецессии в земном поле, который предполагается использовать для геомагнитных измерений [13]. Проточный датчик использован также для создания спектрометров ядерного магнитного резонанса в слабом поле [15—17].

Одной из интереснейших особенностей проточного датчика является возможность получения в нем непрерывного потока жидкости с отрицательной поляризацией ядер. Впервые этот эффект был получен независимо А. И. Жерновым в процессе разработки метода измерения слабого неоднородного магнитного поля, Бенуа при создании автоколебательной системы и Вилкингом при изучении многоквантовых переходов. Жидкость, протекая из поляризующего поля в датчик ядерного резонанса, подвергалась действию резонансного осциллирующего поля, создаваемого радиочастотной катушкой, одетой на трубопровод. При прохождении ядер через эту катушку их магнитные моменты переориентировались относительно направления внешнего поля; в результате в жидкости, выходящей из катушки, намагниченность ядер была отрицательной. Поступая в датчик ядерного резонанса, отрицательно поляризованная жидкость давала вместо сигнала ядерного поглощения сигнал эмиссии. Описание этого эффекта, названного «эффектом нутации», имеется в нескольких работах [18—21]. Степень переориентации ядер,

производимая осциллирующим полем, не зависит от напряженности внешнего поля и мало зависит от его неоднородности. На основе этого можно производить измерение магнитных полей в широком диапазоне напряженностей, помещая в них переворачивающую катушку и фиксируя резонансную частоту осциллирующего поля.

Как уже отмечалось, при поступлении в датчик ядерного резонанса отрицательно поляризованной жидкости в нем вместо сигнала абсорбции наблюдается сигнал эмиссии, т. е. ядра излучают энергию в радиочастотный контур. При выполнении определенных условий, в частности если добротность контура Q и намагниченности ядер M достаточно велики, неоднородность внешнего магнитного поля в контуре мала, собственная частота контура близка частоте прецессии ядер во внешнем поле, то система ядра — резонансный контур является неустойчивой и поступление ядер в контур возбуждает в нем автоколебания с частотой, промежуточной между собственной частотой контура и частотой прецессии ядер.

Такая система, названная «мазер на ядерном резонансе», впервые была осуществлена французским ученым Бенуа [22—24][1]. Исследованию и применению «мазера» посвящено много работ [25—33]. Для получения автоколебаний добротность контура искусственно увеличивалась радиотехническим путем. Частота колебаний системы тем ближе к частоте прецессии ядер, чем меньше добротность контура Q и более однородно внешнее поле [25, 26]. Использовав достаточно однородное слабое поле и датчик специальной конструкции, в котором осуществлялось вращение жидкости, удалось получить автоколебания без искусственного повышения добротности контура [27]. В таком «мазере» частота колебаний близка к частоте прецессии ядер, что можно использовать, например, для целей измерения и стабилизации поля [29].

«Мазер» с проточным датчиком применялся в качестве спектрометра ядерного резонанса. При циркуляции раствора нашатырного спирта, имеющего сверхтонкую структуру линии протонного резонанса, наблюдалось самовозбуждение «мазера» на каждой из компонент спектра [28].

---

[1] Так как мазер на ядерном резонансе работает не в микроволновой области, а в диапазоне радиочастот, то его было бы правильнее называть «разер».

В 1960 г. впервые описан эффект сдвига и уширения линии ядерного резонанса в проточном датчике, названный аппаратурным [34]. На основе этого эффекта предложен простой метод определения знака гиромагнитного отношения ядер [35] и способ измерения расхода жидкости [36]. В 1959 г. А. И. Жерновым, а несколько позже независимо Зингером (США) были предложены способы измерения скорости течения жидкости в трубопроводе по времени прохождения фиксированного расстояния ядрами, отмеченными с помощью ядерного резонанса и по амплитуде сигнала [38—42]. В 1961 г. был предложен способ измерения скорости жидкости по напряженности резонансного осциллирующего магнитного поля, вызывающего мутацию намагниченности ядер на заданный угол [47].

На основе проточного датчика разработан метод измерения времени релаксации в потоке жидкости [46—48].

Применяемые проточные датчики имеют три элемента:

1) поляризатор — устройство, в котором движущаяся жидкость приобретает большую намагниченность ядер;

2) датчик ядерного резонанса, который предназначен для обнаружения сигнала, даваемого намагниченностью ядер жидкости, движущейся из поляризатора;

3) датчик нутации — радиочастотная катушка, сквозь которую протекает жидкость на пути из поляризатора в датчик ядерного резонанса. Резонансное осциллирующее поле этой катушки вызывает отклонение (нутацию) намагниченности ядер жидкости от направления внешнего поля, что фиксируется по изменению сигнала в датчике ядерного резонанса. В последующих трех главах рассматриваются процессы, происходящие в каждом из этих элементов проточного датчика — поляризаторе (гл. 1), датчике нутации (гл. 2) и датчике ядерного резонанса (гл. 3).

Как показывает теоретическое и экспериментальное исследование, во всех случаях практического применения проточного датчика разброс скоростей молекул в струе вызывает дополнительные ошибки измерений. Эти ошибки гораздо меньше, если произведено искусственное выравнивание скоростей по сечению трубопровода. Поэтому при дальнейшем рассмотрении теории проточного датчика с целью упрощения изложения предполагается, что разброс молекул по скоростям не велик. Влияние этого небольшого разброса учтено введением эффективных «нутационных» времен релаксации $T_{1н}$ и $T_{2н}$.

ЧАСТЬ I

ОСОБЕННОСТИ ЯВЛЕНИЯ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В ПРОТОЧНОЙ ЖИДКОСТИ

Глава 1

ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРОТОЧНОЙ ЖИДКОСТИ

§ 1.1. Методы поляризации ядер

В веществе, помещенном в магнитное поле, магнитные моменты ядер могут принимать несколько определенных положений относительно направления поля. Если ядра обладают спином, равным 1/2, то таких положений два: спин ядра может быть направлен по полю или против. В этом случае проекция магнитного момента ядра на направление поля равна $+\mu$ или $-\mu$. Состояние, при котором проекция магнитного момента равна $-\mu$, имеет в магнитном поле H избыток энергии $2\mu H$ относительно состояния с проекцией магнитного момента ядра, равной $+\mu$.

При полном термодинамическом равновесии системы ядер в магнитном поле число ядер в единице объема вещества с магнитными моментами, ориентированными по полю $N(+\mu)$, превышает число ядер в единице объема с магнитными моментами, ориентированными против поля $N(-\mu)$, причем

$$\frac{N(+\mu)}{N(-\mu)} = e^{\frac{2\mu H}{kT}}, \tag{1.1}$$

где k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура системы ядер. В единице объема вещества имеется направленный вдоль внешнего поля суммарный магнитный момент ядер (намагниченность) $M = \mu\,(N(+\mu) - N(-\mu))$.

Используя выражение (1.1), можно написать

$$\frac{N(+\mu)-N(-\mu)}{N(+\mu)+N(-\mu)}=\frac{e^{\frac{2\mu H}{kT}}-1}{1+e^{\frac{2\mu H}{kT}}}. \qquad (2.1)$$

Так как обычно $\frac{2\mu H}{kT}\ll 1$, то $e^{\frac{2\mu H}{kT}}\approx 1+\frac{2\mu H}{kT}$. Поставив это значение в выражение (2.1) и заменив $N(+\mu)-$ $-N(-\mu)$ на $\frac{M}{\mu}$ и $N(+\mu)+N(-\mu)$ на общее число ядер в единице объема вещества N_0, получим

$$M=\frac{\mu^2 N_0 H}{kT}. \qquad (3.1)$$

В более общем случае, если спин ядра равен I,

$$M=\frac{\mu^2 N_0 (I+1)\, H}{3kTI}. \qquad (4.1)$$

Коэффициент пропорциональности между величинами M и H носит название статической магнитной восприимчивости ядер вещества X_0, тогда

$$M=X_0 H, \qquad (5.1)$$

где

$$X_0=\frac{\mu^2 N_0 (I+1)}{3kTI}. \qquad (6.1)$$

Изменение намагниченности означает, что часть ядер меняет свою ориентацию относительно направления внешнего поля. Переориентация ядра сопровождается изменением его энергии, поэтому она может происходить только в присутствии какого-либо объекта, с которым ядро обменивается энергией. Такими объектами могут быть соседние ядра, ионы, свободные радикалы или радиочастотный контур с высокой добротностью, настроенный на частоту прецессии ядер во внешнем поле.

Скорость изменения намагниченности ядер M в магнитном поле H_0 определяется выражением

$$\frac{dM}{dt}=\frac{X_0 H_0-M}{T_1}, \qquad (7.1)$$

где T_1 — время релаксации. Если ядра полностью изоли-

рованы, то оно бесконечно велико. Чем больше взаимодействие ядра с его окружением, тем меньше время релаксации. У чистой воды $T_1 \approx 3{,}6$ *сек*, у чистого этилового спирта $T_1 \approx 5$ *сек*, у чистого бензина $T_1 \approx 19$ *сек*. В присутствии воздуха время релаксации воды уменьшается до 2,5 *сек*, а бензина — до 5 *сек*.

Если в начальный момент $t = 0$ намагниченность ядер M имеет величину M_1, то интегрирование выражения (7.1) дает следующую зависимость M от времени t:

$$M = M_1 + (\mathrm{X}_0 H_0 - M_1)(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}). \qquad (8.1)$$

Эта зависимость для случая $M_1 < \mathrm{X}_0 H_0$ приведена на рис. 1.1. Из графика видно, что намагниченность достигает своей равновесной величины за время порядка 3 T_1. Таким образом, если вещество в течение времени, гораздо большего T_1, находилось в сильном магнитном поле H_0, то равновесная намагниченность ядер $M = \mathrm{X}_0 H_0$. При резком уменьшении напряженности магнитного поля до величины H_0' намагниченность начинает меняться со скоростью,

Рис. 1.1. Теоретическая зависимость величины иамагииченности ядер M от времеии пребывания вещества в магиитиом поле иапряженностью H_0.

определяемой выражением (7.1). За малый отрезок времени Δt намагниченность уменьшится на величину

$$\Delta M = \frac{dM}{dt}\Delta t = \frac{\mathrm{X}_0 H_0^1 - M}{T_1}\Delta t. \qquad (9.1)$$

Так как $X_0 H_0' \ll M$, то из выражения (9.1)

$$\frac{\Delta M}{M} = -\frac{\Delta t}{T_1}. \qquad (10.1)$$

Таким образом, за время $\Delta t \approx 0{,}1\ T_1$ величина намагниченности ядер уменьшается всего на 10%, т. е. в течение достаточно длительного промежутка времени ядра имеют в слабом магнитном поле H_0^1 величину намагниченности, гораздо большую равновесной.

Впервые неравновесная поляризация ядер сильным магнитным полем была обнаружена Паундом при наблюдении резонанса Li в очень чистом монокристалле LiF [50]. Кристалл помещался на время, большее $T_1 = 300$ *сек*, в магнитное поле $H_0 = 6400$ *э*. После этого он переносился в слабое магнитное поле, причем величина намагниченности ядер уменьшалась со временем релаксации $T_1 \approx 15$ *сек*. Ориентацию ядер можно производить и методом «динамической поляризации» [51—54]. В основе его лежат те же взаимодействия, которые приводят к ускоренной релаксации ядер в присутствии парамагнитных частиц и свободных радикалов, когда энергия, поглощаемая или излучаемая ядром при его переориентации во внешнем магнитном поле, излучается или поглощается находящимися вблизи ядра неспаренными электронами. Этот эффект можно наблюдать, если такое взаимодействие существенно, т. е. когда присутствие электронов или парамагнитных частиц значительно уменьшает время релаксации ядер. Быстрая переориентация магнитных моментов электронов под действием радиочастотного или ультразвукового поля соответствующей частоты вызывает положительную или отрицательную поляризацию ядер. Если переориентация магнитных моментов электронов производится во внешнем магнитном поле, т. е. возбуждаются переходы электронов между зеемановскими уровнями, то максимально достигаемый теоретический коэффициент поляризации K ядер в металлах равен отношению гиромагнитных отношений электрона и ядра. Например, для лития $K = 1690$, для натрия—2400. В растворах парамагнитных солей и свободных радикалов коэффициент поляризации равен половине этой величины. Например, для протонов этим методом можно создать намагниченность, в 330 раз превышающую равновесную.

Экспериментально эффект наблюдался впервые Гарвером и Слитчером [55] в металлическом литии и натрии, диспер-

гированных в масле и в растворе натрия в аммиаке. Насыщая линию электронного резонанса, они получили рост поляризации ядер в поле, соответствующем частоте ядерного резонанса 50 *кгц*, для лития в 110 раз, для натрия в 10 раз, для протонов аммиака в 150 раз. Беннет и Торри [56] наблюдали отрицательный эффект Оверхаузера в растворе натрия и нафталина в 1,2-димето-ксиэтане. При насыщении электронного резонанса в поле, равном 17,8 *э*, поляризация протонов растворителя становилась отрицательной, превышая по абсолютной величине равновесную поляризацию в 65 раз. В слабом магнитном поле бо́льшего эффекта можно достигнуть, вызывая переход электронов между уровнями сверхтонкой структуры. Например, используя раствор соли Фреми (нитрозодисульфоната калия), теоретически в поле, равном 0,5 *э*, можно добиться коэффициента поляризации протонов воды, равного 3880.

Впервые динамическая поляризация таким способом была осуществлена Абрагамом, Кэмбриссоном и Соломоном [57], правда, коэффициент поляризации составлял всего 100. В более поздней работе [58] был получен коэффициент поляризации, равный 1000.

Используя поляризующее магнитное поле напряженностью 10 000 *э*, в поле 0,5 *э* можно получить коэффициент поляризации, в 20 раз превышающий максимальную величину K, определенную в растворе соли Фреми, и в 60 раз превышающий максимальную величину $K = 330$, которую можно получить с помощью стабильных свободных радикалов. Следует отметить, что достижение коэффициента динамической поляризации, близкого к предельному, связано со значительным уменьшением времени релаксации ядер. Это вызывает уширение линии ядерного резонанса и быстрое уменьшение намагниченности ядер при протекании жидкости из поляризатора в датчик. Из сказанного можно сделать вывод, что в проточном датчике ядерного резонанса в настоящее время целесообразнее использовать поляризацию ядер сильным магнитным полем.

§ 2.1. Поляризация проточной жидкости сильным магнитным полем

Для поляризации проточной жидкости магнитным полем ее пропускают через некоторый объем, расположенный

в межполюсном пространстве магнита, в соленоиде или в катушках Гельмгольца. В этом объеме жидкость должна находиться в течение времени, сравнимого с временем релаксации T_1, затем она, пройдя по соединительной трубке, помещенной в более слабое магнитное поле, протекает через датчик ядерного резонанса. Поляризующая система существует для создания в жидкости, протекающей через датчик, намагниченности ядер M, отличной от равновесной. Найдем зависимость величины M от параметров поляризатора и соединительной трубки.

Для того чтобы жидкость, протекая через некоторый объем, находилась в нем возможно более длительное время при одной и той же величине расхода, необходимо обеспечить ей одинаковую скорость по сечению объема. Для этой цели в поляризаторах предусматриваются специальные распределительные устройства. Если это условие обеспечено, то время пребывания жидкости в поляризующем поле

$$t = \frac{v_п}{q},$$

где $v_п$ — геометрический объем поляризатора; q — расход жидкости. При скорости жидкости, неодинаковой по сечению поляризатора, $t < \frac{v_п}{q}$. Будем считать, что напряженность поляризующего поля $H_п$ одинакова в пределах поляризатора и что жидкость втекает в него, имея намагниченность M_1. Тогда, заменив в выражении (8.1) t на $\frac{v_п}{q}$ и H_0 на $H_п$, получим величину намагниченности M_2 в жидкости, вытекающей из поляризатора,

$$M_2 = \mathrm{X}_0 H_п \left(1 - e^{-\frac{v_п}{qT_1}}\right) + M_1 e^{-\frac{v_п}{qT_1}}. \qquad (11.1)$$

При рассмотрении этого выражения можно сделать два вывода. Во-первых, для получения максимальной поляризации жидкости, вытекающей из поляризатора, необходимо выполнить условие $\frac{v_п}{qT_1} \gg 1$. Как следует из графика рис. 1.1, величина M_2 отличается от максимальной величины $\mathrm{X}_0 H_0$ менее чем на 5%, если $\frac{v_п}{qT_1} > 3$. Во-вторых, при выполнении условия максимальной поляризации намагниченность ядер M_1 в жидкости, втекающей в поляризатор, практически не вносит никакого вклада в величину M_2.

Поляризованная жидкость доставляется в датчик по соединительной трубке, помещенной в магнитное поле напряженностью $H_т$. Если пренебречь неравномерностью скорости жидкости по сечению трубки, то, зная распределение напряженности магнитного поля по длине трубки, величину намагниченности ядер M жидкости, выходящей из трубки, можно определить интегрированием выражения, подобного (7.1). Практически влияние поля $H_т$ невелико, поэтому достаточная точность расчета получается в предположении одинаковой величины $H_т$ в пределах всего объема соединительной трубки $v_т$. При этом для определения величины M можно использовать выражение (8.1), заменив в нем t на $\frac{v_т}{q}$, H_0 на $H_т$ и M_1 на M_2:

$$M = X_0 H_т \left(1 - e^{-\frac{v_т}{qT_1}}\right) + M_2 e^{-\frac{v_т}{qT_1}}. \qquad (12.1)$$

Для того чтобы в соединительной трубке не происходило значительное размагничивание жидкости, необходимо выполнить условие $\frac{v_т}{qT_1} \ll 1$. При этом $e^{-\frac{v_т}{qT_1}} \approx 1 - \frac{v_т}{qT_1}$ и выражение (12.1) можно упростить:

$$M = X_0 H_т \frac{v_т}{qT_1} + M_2 \left(1 - \frac{v_т}{qT_1}\right). \qquad (13.1)$$

Такое упрощение вносит ошибку менее 1%, если $\frac{v_т}{qT_1} < 0{,}14$, и менее 10%, если $\frac{v_т}{qT_1} < 0{,}34$. Подставив в выражение (12.1) M_2 из формулы (11.1), получим общее выражение для величины намагниченности ядер M на выходе поляризующего устройства:

$$M = X_0 H_п \left(1 - e^{-\frac{v_п}{qT_1}}\right) e^{-\frac{v_т}{qT_1}} + X_0 H_т \left(1 - e^{-\frac{v_т}{qT_1}}\right) + M_1 e^{-\frac{v_п + v_т}{qT_1}}. \qquad (14.1)$$

Когда выполняется условие $\frac{v_п}{qT_1} \gg 1$, в выражении (14.1) можно пренебречь вкладом, вносимым M_1, тогда

$$M = X_0 H_п \left(1 - e^{-\frac{v_п}{qT_1}}\right) e^{-\frac{v_т}{qT_1}} + X_0 H_т \left(1 - e^{-\frac{v_т}{qT_1}}\right). \qquad (15.1)$$

Если при этом соединительная трубка помещена в слабое магнитное поле, т. е.

$$H_т (1 - e^{-\frac{v_т}{qT_1}}) \ll H_п e^{-\frac{v_т}{qT_1}},$$

то выражение для M еще более упрощается:

$$M = X_0 H_п (1 - e^{-\frac{v_п}{qT_1}}) e^{-\frac{v_т}{qT_1}}. \qquad (16.1)$$

Нетрудно убедиться, что оба условия сводятся к тому, чтобы при отсутствии поляризующего поля намагниченность M ($H_п = 0$) была гораздо меньше намагниченности в присутствии этого поля, т. е.

$$M (H_п = 0) \ll M (H_п \neq 0).$$

При достаточно малом объеме соединительной трубки, когда $\frac{v_т}{qT_1} \ll 0{,}1$, в выражении (16.1) можно произвести упрощения, сделанные в выражении (13.1), при этом

$$M = X_0 H_п (1 - e^{-\frac{v_п}{qT_1}}) \left(1 - \frac{v_т}{qT_1} \right). \qquad (17.1)$$

§ 3.1. Экспериментальное исследование

Для проверки полученных выражений необходимо, меняя различные параметры поляризующего устройства, фиксировать величину намагниченности ядер M.

В гл. 3 будет показано, что если в проточном датчике ядерного резонанса за время прохождения жидкости через датчик в ней не возникает значительной намагниченности ядер, т. е. практически вся намагниченность жидкости в датчике приносится в него извне, то амплитуда сигнала ядерного резонанса должна быть пропорциональна намагниченности ядер M в жидкости, входящей в датчик. Это условие можно обеспечить, поместив датчик в слабое магнитное поле с напряженностью H_0, удовлетворяющей условию $X_0 H_0 \ll M$, или же, исполь-

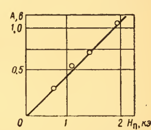


Рис. 2.1. Экспериментальная зависимость амплитуды сигнала ядерного резонанса в проточном датчике от напряженности поляризующего поля.

зовав датчик малого объема, создать в нем очень быструю смену жидкости так, чтобы время нахождения ядер в датчике было гораздо меньше их времени релаксации T_1. В обоих случаях зависимость амплитуды сигнала ядерного резонанса от параметров поляризующего устройства должна соответствовать выражениям, найденным в предыдущем параграфе.

Для проверки этого была получена экспериментальная зависимость амплитуды сигнала абсорбции от напряженности поляризующего поля [12, 13]. Рабочим веществом служила вода, поступающая из водопровода в объем $v_п=300$ *см*^{3}, помещенный в зазор поляризующего электромагнита, напряженность поля в котором измерялась веберметром с точностью 1% и менялась в пределах 500 ÷ ÷ 2000 *э*. Соединительная трубка была длиной 200 *см* и сечением 2 *см*^{2}. Катушка контура датчика длиной 5 *см* была намотана в два слоя тонким проводом на стеклянную трубку сечением 2 *см*^{2}. Для детектирования сигнала использовался автодинный детектор [59]. Расход жидкости был около 300 *см*^{3}*/сек*. Поле модулировалось с частотой 15 *гц*, отношение сигнала к шуму в поле, равном 20 *э*, при $H_п =$ $= 2000$ *э* было около 20. Результаты эксперимента приведены на рис. 2.1. Экспериментальные точки, соответствующие выражению (16.1), совпадают с прямой линией.

Для проверки зависимости амплитуды сигнала от $v_т$ и $v_п$ при постоянном расходе была использована та же экспериментальная установка, но $H_п = 2000$ *э* создавалось электромагнитном с объемом межполюсного пространства 5000 *см*^{3}, что позволило поместить туда объем $v_п =$ $= 2$ *л* и установить с помощью центробежного насоса расход жидкости $q = 2$ *л/сек*.

Необходимость большой величины расхода была обусловлена габаритами переменного объема, сконструированного в виде цилиндра с поршнем (рис. 3.1). При полностью вдвинутом поршне полость внутри цилиндра имела объем 400 *см*^{3}, при выдвижении поршня объем увеличивался на некоторую величину $\Delta v_т$. Системой воронок и сеток было произведено выравнивание скорости течения жидкости по сечению объема [60].

Для получения зависимости A от объема соединительной трубки цилиндр, помещенный в слабое поле, включался в трубопровод между $v_п$ и рабочим объемом датчика.

Полученная зависимость представлена на рис. 4 *а*.1. На рис. 4 *б*.1 те же экспериментальные точки представлены

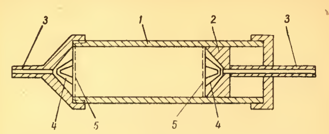


Рис. 3.1. Разрез переменного объема с равномерным распределением скорости жидкости по сечению:
1 — цилиндр; *2* — поршень; *3* — патрубки для подвода и отвода жидкости; *4* — распределительные воронки; *5* — выравнивающие сетки.

в других координатах. Из выражения (16.1) теоретическая зависимость будет

$$\ln \frac{A_0}{A} = \frac{\Delta v_т}{qT_1}.$$

Экспериментальные точки (см. рис. 4 *б*.1), согласуясь с этой формулой, совпадают с прямой линией. При добавлении в воду парамагнитных ионов наклон прямых увеличивается,

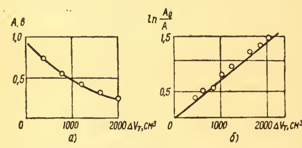


Рис. 4.1. Экспериментальная зависимость амплитуды сигнала ядерного резонанса от объема соединительной трубки:
а—в линейном масштабе; *б*—в логарифмическом масштабе (A_0 —амплитуда сигнала при $\Delta v_т = 0$).

что соответствует уменьшению продольного времени релаксации.

Для получения зависимости амплитуды сигнала от объема жидкости в подмагничивающем поле (рис. 5.1) переменный объем помещался в сильное поле. Величина этого поля и расход жидкости поддерживались постоянными. Так как поляризующее поле неоднородно, для нахождения теоретической зависимости амплитуды сигнала от $v_п$ нужно усреднить процесс намагничивания жидкости в отдельных элементарных объемах, в пределах которых поле можно считать однородным. В связи с этой трудностью детальной интерпретации кривой рис. 5.1 не производилось, но ее общий ход соответствует теоретической зависимости (16.1), полученной в предположении однородного поляризующего поля. Таким образом, результаты экспериментальной проверки подтверждают правильность теоретических выражений.

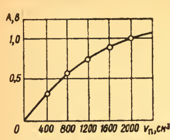


Рис. 5.1. Экспериметальиая зависимость амплитуды сигиала ядерного резоиаиса в проточном датчике от объема резервуара в поляризующем поле.

§ 4.1. Практические конструкции поляризаторов

Поляризующее устройство должно отвечать двум основным требованиям: обеспечивать большую величину намагниченности ядер в вытекающей из него жидкости и мало искажать основное магнитное поле, в которое помещен датчик ядерного резонанса. Эти требования являются противоречивыми, так как для увеличения намагниченности ядер необходимо увеличивать напряженность поляризующего поля, увеличивать объем магнита и уменьшать размеры соединительной трубки, приближая поляризующее поле к основному. В то же время для ослабления влияния поляризующего и основного полей приходится уменьшать напряженность поляризующего поля и размеры магнита и удалять поляризующее поле от основного.

Чтобы при большой напряженности поляризующего поля оно по возможности мало влияло на основное поле, для его создания используют панцирные магниты [11, 12, 18, 19, 27, 46]. Например, в одной из установок [27] при-

менялся магнит, имеющий форму цилиндра диаметром 52 и высотой 48 *см*; межполюсное пространство имеет диаметр 143 и высоту 24 *мм*; рассеянное поле при $H_п \approx 20000$ *э* на расстоянии 2 *м* не превышало $3 \cdot 10^{-4}$ *э*.

Наблюдая сигнал ядерной индукции в земном поле, поляризация проточной жидкости производилась в объеме, помещенном в систему катушек Гельмгольца, конструкция которой обеспечивала очень быстрое уменьшение напряженности поляризующего поля с увеличением расстояния от катушки [13]. При поле в поляризующем объеме в несколько сот эрстед на расстоянии порядка 1 *м* поле не превышает нескольких микроэрстед [61]. Для того чтобы при заданном объеме межполюсного пространства и заданном расходе жидкости получить максимальное время пребывания ядер в поляризующем поле, необходимо обеспечить равномерное протекание жидкости по сечению поляризующего объема. Для этого используются различные типы распределительных устройств. Схема поляризатора, примененного в одной из ранних работ [7], представлена на рис. 6.1. Как отметили авторы, такая конструкция не смогла обеспечить максимального времени пребывания ядер в поляризующем объеме $t = \frac{v}{q}$ (v — объем поляризатора, q — расход жидкости). В некоторых установках поляризующий объем был представлен в виде, стеклянного змеевика [8] или металлической полости, в которой располагалась спираль, направляющая течение жидкости [11, 12, 18, 19, 46]. Схемы конструкций поляризующих и размагничивающих объемов с различными системами для устранения застоя жидкости представлены на рис. 7.1. Поляризатор, приведенный на рис. 7 *б*.1, отличается от других тем, что он заполнен порошком с парамагнитными центрами на поверхности. При протекании жидкости через этот порошок в результате взаимодействия ядер с парамагнитными центрами их время релаксации уменьшается в 50—100 раз, что вызывает ускорение поляризации жидкости.

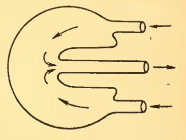


Рис. 6.1. Схема поляризатора [7].

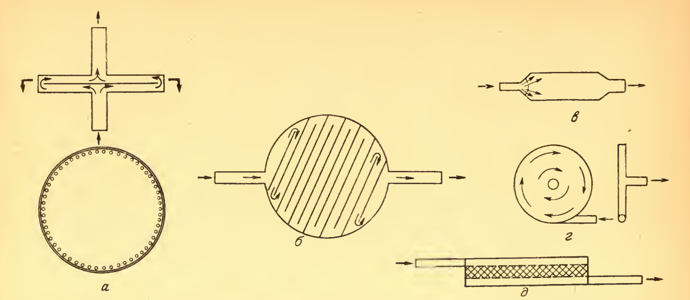


Рис. 7.1. Некоторые конструкции поляризаторов:

а — поляризатор к магниту с цилиндрическими полюсами, имеющими отверстия в торцах; *б* — поляризатор к магниту с цилиндрическими полюсами без отверстий; *в* — цилиндрический поляризатор; *г* — поляризатор с центробежным распределением жидкости; *д* — поляризатор с заполнением.

Применение такого поляризатора позволяет значительно уменьшить габариты поляризующего магнита при том же расходе поляризованной жидкости [62].

Глава 2
ИНВЕРСИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ЯДЕР В ТЕКУЩЕЙ ЖИДКОСТИ

§ 1.2. Инверсия намагниченности ядер быстрым поворотом внешнего магнитного поля

Вещество, в течение длительного времени находящееся в постоянном магнитном поле, имеет равновесную намагниченность ядер, направленную параллельно полю. При медленном изменении направления поля намагниченность ядер поворачивается вместе с ним. Если же поворот магнитного поля осуществить за время t, гораздо меньшее периода прецессии ядер,

$$t \ll \frac{2\pi}{\gamma H_0},$$

где γ — гиромагнитное отношение ядер; H_0 — напряженность поля, то намагниченность не успевает повернуться и отклоняется от направления поля. Впервые этот эффект был обнаружен Парселлом и Паундом [63]. Они наблюдали резонанс ядер лития в кристалле LiF, помещенном в магнитное поле напряженностью 6400 *э* при комнатной температуре. Кристалл, первоначально находившийся в равновесии с сильным полем, был быстро перемещен в маленький соленоид, ось которого параллельна полю напряженностью около 100 *э*, созданному малым постоянным магнитом. Через соленоид, соединенный последовательно с сопротивлением 500 *ом*, разряжался конденсатор емкостью 2 *мкф* с напряжением на обкладках до 8 *кв*. При этом на очень короткое время (около 0,2 *мксек*) поле в катушке стало обратным по отношению к полю 100 *э* и затем медленно с постоянной времени порядка 1 *мсек* вернулось к исходному значению. Период ларморовской прецессии в поле 100 *э* составляет 6 *мксек*, т. е. намагниченность ядер не может успеть за быстрым поворотом поля и становится отрицательной. Возвращение поля к первоначальной величине происходит за время, гораздо большее периода прецессии, поэтому намагниченность остается антипараллельной полю. После этого кристалл был быстро возвращен в сильное магнитное поле, и наблюдался сигнал

ядерного резонанса. Этот сигнал был положительным, т. е. система ядер изучала энергию в радиочастотный контур. Изменение сигнала происходило со временем релаксации ядер лития $T_1 = 300$ *сек*. Он уменьшался до нуля, затем становился отрицательным, и его амплитуда возрастала до первоначальной равновесной величины.

Переориентировка намагниченности ядер быстрым поворотом внешнего поля была использована Паккардом и Варианом при измерении земного поля методом свободной прецессии [64]. В этом случае на земное поле накладывается перпендикулярно ему значительно более сильное поляризующее поле. После того как в этом поле установится равновесная величина намагниченности ядер, оно быстро убирается. Намагниченность не успевает повернуться и остается направленной перпендикулярно земному полю. В результате прецессии наводится э. д. с. в приемной катушке, частота которой дает возможность определять напряженность поля. В проточном датчике переориентировка намагниченности описанном выше способом может быть осуществлена несколькими путями.

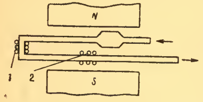


Рис. 1.2. Схема установки для инверсии намагниченности ядер в проточной жидкости быстрым поворотом внешнего магнитного поля: *1* — соленоид для переворота поля; *2* — катушка контура датчика ЯМР.

В работах Хрынкевича и др. [65, 66] вода поляризуется, протекая через сильное магнитное поле (рис. 1.2), затем она по трубке выводится из зазора магнита в слабое рассеянное поле, протекает внутри соленоида *1*, снова вводится в межполюсное пространство, где попадает в датчик *2* ядерного магнитного резонанса. При пропускании импульса тока через соленоид поле внутри него за время порядка одной микросекунды меняет свое направление, затем сигнал протонного резонанса на некоторое время изменяется по величине. Этот эксперимент подобен осуществленному Парселлом и Паундом. При быстром изменении направления поля намагниченность ядер в жидкости, находящейся в данный момент в соленоиде, становится направленной под углом к внешнему полю. В этих работах получена

зависимость амплитуды измененного сигнала протонного резонанса от угла Θ между направлениями поля, создаваемого соленоидом, и рассеянного поля магнита в месте расположения соленоида. Амплитуда сигнала оказывается пропорциональной косинусу угла.

Подобно тому как это было в опыте Парселла и Паунда, при быстром изменении направления внешнего поля намагниченность ядер в жидкости, которая в данный момент находится в соленоиде, остается направленной параллельно рассеянному полю магнита. Напряженность поля соленоида значительно превышает напряженность рассеянного поля, поэтому направление суммарного поля составляет с направлением рассеянного поля угол Θ. Таким образом, после разрядки конденсаторов в жидкости, находившейся в соленоиде, намагниченность ядер составляет с направлением внешнего поля угол Θ. Направленная вдоль внешнего поля составляющая намагниченности, пропорциональная косинусу угла Θ, при последующем течении жидкости убывает довольно медленно со временем релаксации T_1; составляющая намагниченности, пропорциональная синусу угла Θ, убывает очень быстро из-за неоднородности внешнего поля в связи с расфазировкой прецессирующих магнитных моментов отдельных ядер. За время протекания жидкости из соленоида в датчик ядерного резонанса поперечная компонента успевает практически полностью исчезнуть, поэтому в датчик втекает жидкость с намагниченностью ядер, пропорциональной косинусу угла Θ.

Как уже упоминалось в гл. 1, при достаточно быстром протекании жидкости через датчик и большом времени релаксации амплитуда сигнала пропорциональна намагниченности ядер, приносимой жидкостью. По этой причине на промежуток времени, равный $\frac{v}{q}$ (v — объем внутри соленоида, q — расход жидкости), амплитуда сигнала протонного резонанса становится пропорциональной косинусу угла Θ.

Быстрым поворотом внешнего поля можно осуществить также непрерывную инверсию намагниченности ядер в текущей жидкости. Для этого необходимо создать такую топографию магнитного поля, чтобы на некотором участке траектории движения жидкости оно резко меняло знак. При прохождении жидкости через этот участок намагниченность ядер не будет успевать поворачиваться вслед за полем

и из него будет вытекать жидкость с отрицательной намагниченностью.

В работе А. И. Жернового и Г. Д. Латышева [67] исследуемое перемагничивающее устройство включалось в разъем соединительной трубки. Уменьшение или переориентация намагниченности ядер фиксировались по уменьшению или по изменению полярности сигнала ядерного резонанса. Если изменение направления поля происходит на участке траектории ядер длиной l, то в системе координат, движущейся вместе с ядрами со скоростью W, поворот поля осуществляется за время $\frac{l}{W}$. Для того, чтобы намагниченность ядер не успевала следовать за поворачивающимся вектором внешнего поля, это время должно быть гораздо меньше периода прецессии ядер в момент поворота $\frac{2\pi}{\gamma H}$, где H — средняя напряженность поля на участке l. Расстояние определяется геометрическими размерами устройства, обеспечивающего необходимую топографию магнитного поля, которые связаны с диаметром трубопровода d. Приняв, что $l > d$, получаем

$$W \gg \frac{\gamma H d}{2\pi}. \qquad (1.2)$$

Это условие показывает, что инверсия намагниченности должна наблюдаться в очень слабых полях. Например, при $W = 100 \frac{см}{сек}$ и $d \approx 0{,}4$ *см* из выражения (1.2.) следует $H < 0{,}08$ *э*. Поэтому, для получения инверсии намагниченности ядер участок трубопровода пропускался через полость со стенками из мягкого железа, экранирующими внешние магнитные поля, и перемещением этого участка внутри полости находилось положение, при котором в вытекающей жидкости наблюдалась отрицательная намагниченность ядер.

В одном из экспериментов перемещаемый участок трубопровода был выполнен из резиновой трубки с внутренним диаметром 4 *мм*, свернутой кольцом с диаметром 2 *см*. Магнитный экран — железный цилиндр диаметром 10 и высотой 15 *см* со стенками толщиной 5 *мм*. Цилиндр располагается вертикально или горизонтально в рассеянном поле поляризующего магнита. Торцы закрывают железными крышками, в отверстие одного из торцов пропускают трубку от перемещаемого участка и движением этих трубок выби-

рают положение участка внутри цилиндра, при котором величина намагниченности уменьшается. При более точной юстировке наблюдается эффект перемагничивания. Если эффект получить не удается, достаточно изменить положение цилиндра относительно поляризующего магнита, чтобы он появился.

В другом эксперименте были использованы два цилиндрических железных стержня с каналами вдоль осей. Их надевали на участок трубопровода и помещали в магнитный экран. При различных относительных положениях цилиндров и экрана в протекающей жидкости наблюдают уменьшение или поворот намагниченности ядер на 180°. Эффект обусловлен тем, что слабая остаточная намагниченность цилиндров направлена в них взаимно противоположно, поэтому при перетекании жидкости из одного цилиндра в другой происходит резкий поворот поля.

С помощью описанного метода можно простыми средствами непрерывно получать жидкость с отрицательной поляризацией. Для этого не нужно никаких дополнительных источников энергии, так как переориентация магнитных моментов ядер происходит за счет энергии текущей жидкости.

Метод можно использовать и для периодического перемагничивания жидкости. С этой целью на участок трубопровода, в котором происходит переориентация намагниченности ядер, достаточно намотать несколько витков провода. При пропускании по виткам тока в несколько миллиампер эффект перемагничивания исчезает из-за искажения топографии магнитного поля. Периодическое пропускание тока приводит к периодическому перемагничиванию ядер.

Условие инверсии намагниченности ядер (1. 2.) можно сделать менее жестким, использовав многократный поворот внешнего поля. Отклонения намагниченности ядер, происходящие при отдельных поворотах поля, должны суммироваться, поэтому необходимо выполнить условия фазировки, т. е. обеспечить, чтобы за время между поворотами поля угол прецессии намагниченности ядер составлял нечетное число π, при этом для отклонения намагниченности ядер от направления внешнего поля на угол π достаточно, чтобы за один поворот происходило отклонение на угол $\frac{\pi}{n}$, где n — число поворотов. Наиболее просто осуществить двойной поворот поля ($n = 2$) в виде измене-

ния на время Δt направления поля, При выполнении условия фазировки $\gamma H_0 \Delta t = (2k+1)\pi$, ($k$ — целое число, H_0 — напряженность поля в промежуток времени Δt).

Полная инверсия намагниченности ядер будет происходить, если каждое изменение направления поля вызывает нутацию намагниченности на угол $\frac{\pi}{2}$, для этого достаточно, чтобы время поворота внешнего поля было одного порядка с периодом прецессии ядер, т. е. в качестве условия инверсии можно использовать неравенство (1.2), изменив знак $\gg$ на знак $\geqslant$. Таким образом, использование многократного поворота внешнего поля позволяет производить инверсию намагниченности ядер при меньшей экранировке внешнего поля и при меньшей скорости движения ядер. Практически для инверсии намагниченности ядер двойным поворотом поля на участок трубопровода, расположенный в слабом магнитном поле, одевалась миниатюрная катушка Гельмгольца, создающая магнитное поле, направленное против внешнего поля. При увеличении тока, питающего катушку, намагниченность ядер M в вытекающей из нее жидкости периодически меняла полярность в соответствии с условием фазировки.

Этот эффект можно использовать для измерения скорости течения жидкости W, установив величину тока, при которой в результате обеих поворотов поля в вытекающей жидкости намагниченность ядер равна нулю. Это соответствует условию фазировки $\Delta H_0 \frac{l_0}{W} = (2k+1)\frac{\pi}{2}$, где l_0 — диаметр катушки, ΔH_0 — суммарная напряженность внешнего поля и поля, создаваемого катушкой при малейшем изменении W. Условие фазировки нарушается, что вызывает изменение намагниченности ядер.

§ 2.2. Поворот намагниченности ядер осциллирующим магнитным полем

Введение. В веществе, помещенном в постоянное магнитное поле H_0 и подвергнутом импульсному действию слабого магнитного поля, направленного поперек постоянному полю и осциллирующего с частотой, равной частоте прецессии ядер, намагниченность ядер отклоняется от направления поля H_0 на некоторый угол Θ (угол нутации),

который, если пренебречь процессами релаксации, определяется выражением

$$\Theta = \gamma H_1 \Delta t,$$

где γ — гиромагнитное отношение ядер; H_1 — половина напряженности осциллирующего поля; Δt — время действия осциллирующего поля. Подбирая величины H_1 и Δt, можно таким образом повернуть намагниченность ядер под любым углом к полю H_0. Этот эффект является по существу основой всего явления ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Непосредственно он используется в импульсных методах наблюдения сигнала [68—73].

Впервые поворот намагниченности ядер в проточной жидкости осциллирующим полем описан Шерманом [4, 5], который использовал метод индукции Блоха. Жидкость протекает через передающую катушку, в которой под действием осциллирующего магнитного поля намагниченности ядер поворачивается на угол $\pi/2$ относительно направления внешнего поля, затем жидкость перетекает в другую катушку, где прецессирующий магнитный момент ядер дает сигнал индукции, регистрируемый обычным способом.

Этот же эффект был использован Ф. И. Скриповым для наблюдения сигнала свободной прецессии в земном поле [13, 61]. Жидкость поляризуется в поле соленоида. На пути из поляризующего поля в датчик на трубопровод одевают радиочастотную катушку, где так же, как в опыте Шермана, намагниченность ядер поворачивается на угол $\frac{\pi}{2}$. В датчик ядерного резонанса входит жидкость, намагниченная поперек внешнего поля, что необходимо для наблюдения сигнала свободной прецессии. В установке Скрипова для повышения точности измерения земного поля на поворачивающую катушку подается переменное напряжение с выхода приемника сигнала свободной прецессии. При этом система работает как генератор частоты, близкой к частоте прецессии ядер. А. И. Жерновой впервые наблюдал эффект периодической нутации. Предварительно поляризованная жидкость движется через радиочастотную катушку, помещенную в слабое однородное поле, а затем поступает в датчик ядерного резонанса, где дает сигнал, пропорциональный намагниченности ядер. При возбуждении в катушке резонансного осциллирующего поля сигнал ядерного резонанса меняется по амплитуде и по знаку, давая информацию о движении

намагниченности при нутации. Увеличивая напряженность осциллирующего поля, удается наблюдать до 10 периодов нутации. Так как на основе эффекта нутации разработано много методов практического применения ядерного резонанса в проточной жидкости, то имеет смысл более подробно остановиться на особенностях этого явления, которое в литературе освещено мало [18—21].

Теория. Осциллирующее магнитное поле эквивалентно сумме двух полей половинной амплитуды, вращающихся в противоположных направлениях в плоскости, нормальной вектору внешнего постоянного поля. В эффекте ядерного резонанса участвует компонента, вращающаяся в одном направлении с прецессирующими магнитными моментами ядер. Вторая компонента вызывает сдвиг резонансной частоты — сдвиг Блоха — Зигерта [74]. Взаимодействие вращающегося магнитного поля с намагниченностью ядер наиболее удобно рассматривать в системе координат, вращающейся вместе с полем.

Направим ось x вдоль вектора вращающегося поля, а ось z вдоль вектора внешнего поля. В начальный момент намагниченность ядер M направлена вдоль оси z. Прецессируя под действием вращающегося поля, она испытывает отклонение от оси z. Скорость увеличения угла нутации равна γH_1, где γ — гиромагнитное отношение ядра, H_1 — напряженность вращающегося поля. Отклонившись от оси z, намагниченность начинает прецессировать под действием внешнего поля напряженностью H_0 с угловой скоростью $\gamma H_0 - \omega$, где ω — угловая скорость вращения осей координат (частота осциллирующего поля). Обозначим проекции намагниченности на оси координат $M_x M_y M_z$ и рассмотрим закономерности их изменения. Нетрудно убедиться, что величина M_z меняется только в результате прецессии намагниченности под действием поля H_1. Если величина γ положительна, то прецессия вызывает отклонение намагниченности по часовой стрелке, при этом скорость изменения M_z

$$\frac{dM_z}{dt} = M_y \gamma H_1. \qquad (2.2)$$

Величина M_x меняется только в результате прецессии намагниченности под действием поля H_0. Скорость ее изменения

$$\frac{dM_x}{dt} = -(\gamma H_0 - \omega) M_y. \qquad (3.2)$$

В результате обоих движений величина M_y меняется со скоростью

$$\frac{dM_y}{dt} = -M_z\gamma H_1 + M_x(\gamma H_0 - \omega). \qquad (4.2)$$

Полученные уравнения справедливы в течение промежутка времени, гораздо меньшего времен релаксации T_1 и T_2. Продольная спин-решеточная релаксация вызывает изменение M_z со скоростью

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{X_0 H_0 - M_z}{T_1}, \qquad (5.2)$$

где X_0 — статическая ядерная магнитная восприимчивость. Поперечная релаксация вызывает изменение M_x и M_y со скоростью

$$\left.\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= -\frac{M_x}{T_2}; \\ \frac{dM_y}{dt} &= -\frac{M_y}{T_2}. \end{aligned}\right\} \qquad (6.2)$$

Таким образом, изменение намагниченности ядер, находящихся в постоянном магнитном поле напряженностью H_0, под действием магнитного поля напряженностью H_1, вращающегося с частотой ω в плоскости, нормальной полю H_0, описывается системой трех уравнений:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dM_z}{dt} &= M_y\gamma H_1 + \frac{X_0 H_0 - M_z}{T_1}; \\ \frac{dM_x}{dt} &= -(\gamma H_0 - \omega) M_y - \frac{M_x}{T_2}; \\ \frac{dM_y}{dt} &= -M_z\gamma H_1 + M_x(\gamma H_0 - \omega) - \frac{M_y}{T_2}. \end{aligned}\right\} \qquad (7.2)$$

Решение подобной системы при условии точной настройки на резонанс, т. е. когда частота осциллирующего поля ω равна частоте прецессии ядер γH_0, приведено в приложении 1. В этой системе эффективные времена релаксации продольной и поперечной компонент намагниченности ядер обозначены как $T_{1\text{н}}$, $T_{2\text{н}}$. Ниже будет показано, что эти «нутационные» времена релаксации обычно меньше естественных.

В проточном датчике действие осциллирующего поля на ядро начинается в момент, когда ядро входит внутрь катушки датчика, и заканчивается, когда ядро выходит из катушки. Если $v_\text{н}$ — объем жидкости внутри катушки, а q — расход жидкости, то действие осциллирующего поля

на ядро продолжается в течение времени $\frac{v_н}{q}$. Таким образом, в проточном датчике осциллирующее магнитное поле действует на ядра в виде импульса продолжительностью $\frac{v_н}{q}$. Форма импульса зависит от топографии магнитного поля катушки вдоль пути движения жидкости. Примем для простоты прямоугольную топографию осциллирующего магнитного поля в катушке, т. е. на пути жидкости в катушке напряженность поля постоянна, а на входе и выходе она резко падает до нуля. При этом выражения для компонент намагниченности ядер в жидкости, выходящей из датчика ядерного резонанса, $M_{x\,вых}$, $M_{y\,вых}$, $M_{z\,вых}$ можно получить, подставив в соответствующие выражения, полученные в приложении 1, $t = \frac{v_н}{q}$.

При дальнейшем течении жидкости компонента M_z меняется со временем релаксации T_1 по закону

$$M_z = M_{z\,вых}\, e^{-\frac{t}{T_1}} + X_0 H \left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}\right). \qquad (8.2)$$

Если напряженность поля H, в котором движется жидкость после выхода из датчика, достаточно мала $X_0 H \ll M_z$, то

$$M_z = M_{z\,вых}\, e^{-\frac{t}{T_1}}. \qquad (9.2)$$

Компоненты M_x и M_y уменьшаются с эффективным временем релаксации T_2^*:

$$M_x = M_{x\,вых}\, e^{-\frac{t}{T_2^*}};\ M_y = M_{y\,вых}\, e^{-\frac{t}{T_2^*}}.\} \qquad (10.2)$$

В неоднородном внешнем поле магнитные моменты ядер, прецессирующих в поле с несколько различной напряженностью, взаимно расфазировываются, что приводит к быстрому затуханию величин M_x и M_y, т. е. к малой величине T_2^*. Через время t после выхода жидкости из датчика величина намагниченности M определяется выражением

$$M = \sqrt{M_{z\,вых}^2\, e^{-\frac{2t}{T_1}} + (M_{x\,вых}^2 + M_{y\,вых}^2)\, e^{-\frac{2t}{T_2^*}}}. \qquad (11.2)$$

Так как $T_2^* \ll T_1$, то при $t \gg 2T_2^*$ второе слагаемое в выражении для M значительно меньше первого, и им можно пренебречь, при этом

$$M = M_{z\,вых}\, e^{-\frac{t}{T_1}}, \qquad (12.2)$$

т. е. намагниченность ядер жидкости после датчика ядерного резонанса пропорциональна $M_{z\text{вых}}$. Выражение для проекции $M_{z\text{вых}}$ имеет вид:

$$M_{z\,\text{вых}} = \left\{ \left(\chi_0 H_\text{п} - \chi_0 H_0 Z_\text{н} \frac{T_{1\text{н}}}{T_1} \right) \left[\frac{e^{b\frac{v_\text{н}}{q}} + e^{-b\frac{v_\text{н}}{q}}}{2} + \right.\right.$$

$$\left. + \frac{\left(e^{b\frac{v_\text{н}}{q}} - e^{-b\frac{v_\text{н}}{q}}\right)(T_{1\text{н}} - T_{2\text{н}})}{4bT_{1\text{н}}} \right] +$$

$$\left. + \chi_0 H_0 (1 - Z_\text{н}) \frac{e^{b\frac{v_\text{н}}{q}} - e^{-b\frac{v_\text{н}}{q}}}{2bT_1} \right\} e^{-\frac{v_\text{н}}{2q}\left(\frac{1}{T_{1\text{н}}} + \frac{1}{T_{2\text{н}}}\right)} +$$

$$+ \chi_0 H_0 Z_\text{н} \frac{T_{1\text{н}}}{T_1} \; \ldots, \qquad (13.2)$$

где

$$Z_\text{н} = \frac{1}{1 + \gamma^2 H_1^2 T_{1\text{н}} T_{2\text{н}}}; \; b = \sqrt{\left(\frac{1}{2T_{2\text{н}}} - \frac{1}{2T_{1\text{н}}} \right)^2 - \gamma^2 H_1^2}.$$

Экспериментальное исследование. Как уже упоминалось, для экспериментального исследования эффекта нутации намагниченности ядер резонансным осциллирующим полем в проточной жидкости была использована установка с поляризацией проточной жидкости сильным магнитным полем и двумя последовательно расположенными датчиками ядерного резонанса (рис. 2.2).

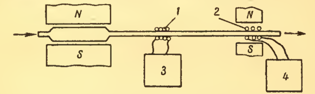


Рис. 2.2. Схема установки для исследования эффекта нутации:

1 — датчик нутации; *2* — датчик абсорбции; *3* — генератор; *4* — детектор ядерного резонанса.

Для поляризации был взят панцирный электромагнит с объемом межполюсного пространства $v_\text{п} = 400$ *см*³ и напряженностью поля $H_\text{п} = 5000$ *э*. Датчик нутации *1* представлял собой однослойную радиочастотную катушку длиной 10 *мм*, одетую на трубку с внутренним диаметром

4,5 *мм*. Геометрический объем датчика $v_н = 0{,}16$ *см*³. Датчик абсорбции *2* представлял собой двухслойную катушку длиной 10 *мм*, намотанную проводом ПЭ-0,15 на утолщение стеклянной трубки с внутренним диаметром 18 *мм*. Катушка датчика нутации была присоединена к выходу звукового генератора ЗГ-12, катушка датчика абсорбции — к схеме автодинного детектора ядерного резонанса *4*. Изменение величины намагниченности ядер в датчике нутации фиксировалось по изменению амплитуды сигнала на выходе детектора ядерного резонанса.

Если напряженность магнитного поля в датчике абсорбции $H_а$ гораздо меньше напряжённости поляризующего поля $H_п$, то амплитуда сигнала ядерного резонанса пропорциональна величине намагниченности ядер в жидкости, входящей в датчик. В использованной экспериментальной установке $H_а = 30$ *э*, а $H_п = 5000$ *э*, т. е. это условие выполнено. Время движения жидкости t от датчика нутации до датчика абсорбции зависит от объема трубки $v_т$, соединяющей датчики, и расхода жидкости q:

$$t = \frac{v_т}{q}.$$

Из выражения (12.2) намагниченность M ядер в жидкости, втекающей в датчик абсорбции, пропорциональна проекции намагниченности ядер в жидкости, выходящей из датчика нутации, и зависит от времени движения жидкости между датчиками:

$$M = M_{z\,вых}\, e^{-\frac{v_т}{qT_1}}. \tag{14.2}$$

Этой величине M пропорциональна амплитуда сигнала ядерного резонанса A.

При отсутствии условий ядерного резонанса в датчике нутации в нем происходит лишь уменьшение намагниченности ядер в результате естественной спин-решеточной релаксации, при этом

$$M_{z\,вых} = M_п\, e^{-\frac{v_н}{qT_1}}; \tag{15.2}$$

$$M = M_п\, e^{-\frac{v_н}{qT_1}}\, e^{-\frac{v_т}{qT_1}}, \tag{16.2}$$

где $M_п$ — намагниченность ядер в жидкости, втекающей в датчик нутации. Этой величине M пропорциональна амплитуда сигнала ядерного резонанса A_0 при отсутствии нута-

ции. Назовем амплитудой сигнала нутации $A_н$ относительное изменение амплитуды сигнала ядерного резонанса в результате эффекта нутации:

$$A_н = \frac{A - A_0}{A_0}. \tag{17.2}$$

Подставив вместо A и A_0 пропорциональные им величины намагниченности ядер из выражений (14.2) и (16.2), получим

$$A_н = \frac{M_{z\,вых} - M_п\, e^{-\frac{v_н}{qT_1}}}{M_п\, e^{-\frac{v_н}{qT_1}}} = -\left(1 - \frac{M_{z\,вых}}{M_п}\, e^{+\frac{v_н}{qT_1}}\right). \tag{18.2}$$

В экспериментальной установке напряженность поля в датчике нутации $H_н = 5$ *э*. Она гораздо меньше напряженности поляризующего поля $H_п$, которая определяет величину намагниченности $M_п$, поэтому в выражении (13.2) для $M_{zвых}$ можно пренебречь слагаемыми, содержащими величину $H_н$ и

$$A_н = -A\left[1 - e^{-K}\left(\frac{e^{\sqrt{K_1^2 - \Theta^2}} + e^{-\sqrt{K_1^2 - \Theta^2}}}{2} + \frac{e^{\sqrt{K_1^2 - \Theta^2}} - e^{-\sqrt{K_1^2 - \Theta^2}}}{2\sqrt{1 - \frac{\Theta^2}{K_1^2}}}\right)\right], \tag{19.2}$$

где A — амплитуда сигнала абсорбции при отсутствии нутации;

$$K_1 = \frac{v_н}{2q}\left(\frac{1}{T_{2н}} - \frac{1}{T_{1н}}\right); \tag{20.2}$$

$$\Theta = \frac{v_н}{q}\gamma H_{1н}; \tag{21.2}$$

$$K = \frac{v_н}{q}\left(\frac{1}{2T_{2н}} + \frac{1}{2T_{1н}} - \frac{1}{T_1}\right). \tag{22.2}$$

Выражение (19.2) можно проверить полученной экспериментальной зависимостью амплитуды сигнала нутации от напряженности осциллирующего поля в датчике нутации при нескольких значениях q (рис. 3.2). Величины расходов жидкости проставлены у кривых.

При рассмотрении теоретического выражения нетрудно убедиться, что периодическая зависимость амплитуды сигнала нутации от Θ должна наблюдаться при

$K_1 < \Theta$. В этом случае выражение (19.2) имеет вид

$$A_н = -A\left[1 - e^{-K}\cos\sqrt{\Theta^2 - K_1^2} + \frac{\sin\sqrt{\Theta^2 - K_1^2}}{\sqrt{\frac{\Theta^2}{K_1^2} - 1}}\right]. \quad (23.2)$$

При увеличении Θ амплитуды сигнала нутации колеблются около величины A, имея экстремумы (минимумы или максимумы) при выполнении условия

$$\sqrt{\Theta^2 - K_1^2} = n\pi. \quad (24.2)$$

Первый экстремум сигнала нутации должен быть при $\Theta = \sqrt{K_1^2 + \pi^2}$, второй — при $\Theta = \sqrt{K_1^2 + 4\pi^2}$ и т. д. Амплитуды этих экстремумов удовлетворяют условию

$$A_{н\,экстр} = -A\left[1 - e^{-K}(-1)^n\right]. \quad (25.2)$$

Амплитуда колебаний величины $A_н$ при увеличении Θ составляет величину Ae^{-K}, т. е. периодическую зависимость $K_н$ от Θ можно заметить лишь при $A < 4$. Если $K > 4$ или $K_1 > \Theta$, то

Рис. 3.2. Экспериментальная зависимость амплитуды сигнала нутации от напряженности резонансного осциллирующего поля и расхода жидкости:

а — неоднородность внешнего магнитного поля в датчике направлена поперек струн; б — неоднородность внешнего поля в датчике направлена вдоль струи.

изменение $A_н$ при увеличении Θ имеет апериодический характер. В частности, если $K_1 \gg 1$, то выражение (19.2) имеет вид

$$A_н = -A\left[1 - e^{-K + \sqrt{K_1^2 - \Theta^2}}\right]. \quad (26.2)$$

Теоретические зависимости амплитуды сигнала нутации от напряженности осциллирующего поля в датчике нутации представлены на рис. 4.2.

Кривые рис. 4*а*.2 рассчитаны с помощью выражения (26.2) при $K = 4$; 10 и 25, а кривые рис. 4*б*.2 — с помощью выражения (19.2) при $0{,}5 < K < 4$. Так как величина K_1 неизвестна, то в обоих случаях принято $K_1 = K$. По оси абсцисс отложено отношение $\frac{\Theta}{K}$, которое пропорционально напряженности осциллирующего поля, что следует из выражений (21.2) и (22.2). Сравнение теоретических и экспериментальных кривых показывает, что, во-первых, экспериментальные точки, полученные при большем значении расхода, соответствуют меньшей величине K; это качественно подтверждает, что K пропорционально $\frac{1}{q}$. Во-вторых, появление в объеме датчика поперечной неоднородности поля увеличивает K. Это означает, что поперечная неоднородность внешнего поля вызывает уменьшение времени релаксации.

Рис. 4.2. Теоретическая зависимость амплитуды сигнала нутации от напряженности осциллирующего поля и расхода жидкости:
$а - k \geqslant 4$; $б - k \leqslant 4$.

Для более детальной проверки правильности выражения (22.2) можно воспользоваться зависимостью

$$\ln\left|\frac{A}{A-A_{\text{н экстр}}}\right| = K \qquad (27.2)$$

при $\varphi = \pi$, $2\pi\ldots$, которая следует из условия (25.2). Здесь $A_н$ — экстремальная (максимальная или минималь-

ная) величина амплитуды сигнала нутации; A — амплитуда сигнала абсорбции при отсутствии нутации.

Экспериментальная зависимость K от расхода жидкости представлена на рис. 5.2. Величина $\ln\left|\frac{A}{A-A_{\text{н экстр}}}\right|$ определялась из экспериментального графика рис. 3б.2. По оси абсцисс отложена величина обратная расходу жидкости, при котором наблюдается соответствующая экстремальная амплитуда сигнала нутации $A_{\text{н экстр}}$. Экспериментальные точки, обозначенные крестиками, относятся к первым экстремумам, а обозначенные кружками — ко вторым. Полученная линейная зависимость соответствует теоретической формуле (25.2) при условии постоянства $T_{1\text{н}}$ и $T_{2\text{н}}$. Теоретически тангенс угла, составляемого прямой, проведенной через экспериментальные точки, с осью ординат при $T_{2\text{н}} = T_{1\text{н}}$, равен $\frac{T_{2\text{н}}}{v_{\text{н}}}$. Определив этот наклон на графике рис. 5а.2, находим $\frac{T_{2\text{н}}}{v_{\text{н}}} = 0{,}035$, откуда при $v_{\text{н}} = 0{,}16$ *см*^{3} получаем $T_{2\text{н}} = 0{,}006$ *сек*. Если принять, что $T_{2\text{н}} \ll T_{1\text{н}}$, то из этих же данных $T_{2\text{н}} = 0{,}003$ *сек*.

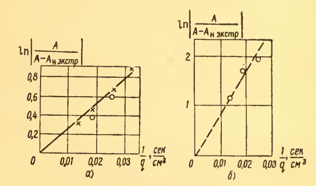


Рис. 5.2. Экспериментальная зависимость величины K от расхода жидкости:

а — первый и второй экстремумы нутации; *б* — третий экстремум нутации.

Подобный же график, построенный по амплитуде третьего экстремума нутации, приведен на рис. 5б.2. В этом случае наклон прямой в три раза больше, чем на графике рис. 5а.2, т. е. поперечное время релаксации $T_{2\text{н}}$ в три раза меньше.

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 3б.2, позволяют проверить справедливость выражения (21.2) и оценить величину K_1. Из выражения (23.2) видно, что амплитуда сигнала нутации имеет экстремумы при $\varphi = \pi$ и $\varphi = 2\pi$, а при выполнении условия

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\varphi}{K_1} \qquad (28.2)$$

амплитуда сигнала нутации $A_н = -A$. Если $K_1 = 0$, то условие (28.2) выполняется при $\varphi = \frac{\pi}{2}$ и $\frac{3\pi}{2}$. Имея зависимость $A_н$ от напряжения на катушке нутации $U_н$, можно построить зависимость φ от $U_н$. Примем, что при $U_н$, соответствующем появлению первого экстремума, $\varphi = \pi$, при появлении второго экстремума $\varphi = 2\pi$, когда же $A_н = -A$, то в предположении $K_1 \ll \frac{\pi}{2}$, $\varphi = \frac{\pi}{2}$ и $\frac{3\pi}{2}$.

Таким путем по данным графика рис. 3.2 построена зависимость φ от $U_н$, представленная на рис. 6.2. На рис. 7.2 эта же зависимость изображена в других координатах.

Полученные прямые показывают, что φ пропорционально $\frac{H_{1н}}{q}$. Это справедливо, если $K_1 \ll \frac{\pi}{2}$, так как при

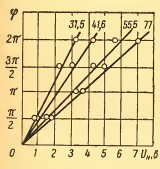


Рис. 6.2. Экспериментальная зависимость угла нутации намагниченности ядер от напряжения осциллирующего поля и расхода жидкости.

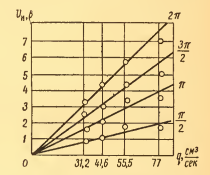


Рис. 7.2. Экспериментальная зависимость напряженности осциллирующего поля от расхода жидкости и угла нутации намагниченности ядер.

этом $\varphi = \Theta = \gamma H_{1н} \frac{v_н}{q}$. Если $K_1 > 0{,}23$, то условие (28.2) выполняется при φ, меньшем $\frac{\pi}{2}$ более чем на 10%; если

$K_1 > 0{,}4$, то при φ, меньшем $\frac{\pi}{2}$ более чем на 20%. Из графика (см. рис. 6.2) видно, что ординаты соответствующих экспериментальных точек отклоняются от $\frac{\pi}{2}$ не более чем на 10%, т. е. $K_1 < 0{,}23$.

Кривые рис. 3б.2 соответствуют величинам $K = 0{,}9 \div 0{,}4$. В случае $K = 0{,}9$ $\frac{K_1}{K} < 0{,}25$. Из выражений (20.2) и (22.2) при $T_1 \gg T_{1н}$

$$\frac{K_1}{K} = \frac{T_{1н} - T_{2н}}{T_{1н} + T_{2н}} < 0{,}25,$$

откуда $T_{1н} > T_{2н} > 0{,}6\ T_{1н}$. Следовательно, при неоднородности внешнего поля, направленной в основном по течению жидкости в датчике, эффективные продольное и поперечное времена релаксации близки по величине. Как было установлено, $T_{2н} \approx 6 \cdot 10^{-3}$ *сек*, т. е. эффективные времена релаксации значительно меньше естественных времен релаксации $T_2 \approx T_1 \approx 2$ *сек*.

Экспериментальные зависимости $A_н$ от $H_{1н}$ при двух положениях датчика нутации приведены на рис. 8.2. В одном

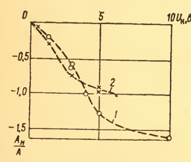


Рис. 8.2. Экспериментальная зависимость амплитуды сигнала нутации от напряженности осциллирующего поля в датчике нутации: *1* — при продольной неоднородности поля; *2* — при поперечной неоднородности поля.

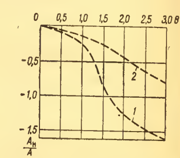


Рис. 9.2. Теоретическая зависимость амплитуды сигнала нутации от угла нутации: $1 - K = K_1 = 0{,}5$; $2 - K = K_1 = 4$.

случае жидкость текла по направлению градиента внешнего поля, а во втором — перпендикулярно ему.

Кривая *1* соответствует продольной неоднородности поля, кривая *2* — поперечной.

Теоретическая зависимость $\frac{A_н}{A}$ от Θ представлена на рис. 9.2. Кривая *1* построена для случая $K = K_1 = 0{,}5$. При изменении K_1 ход кривой лишь немного меняется при $\Theta \ll 1$, т. е. положение точки, в которой $A_н = -A$, и положение экстремума не меняются. Значение $K = 0{,}5$ выбрано для равенства амплитуд экстремумов теоретической и экспериментальной кривых. Кривая *2* построена для случая $K = K_1 = 4$. Меньшие значения K не соответствуют плавной форме экспериментальной кривой *2* рис. 8.2, так как из рис. 4б.2 следует, что кривые при $K < 4$ имеют заметные экстремумы.

При рассмотрении рис. 8.2 и 9.2 видно, что теоретическая кривая с $K = K_1 = 4$ лежит правее соответствующей экспериментальной кривой (кривые при $K = K_1 > 4$ лежат еще правее). Теоретическая кривая сдвигается влево при уменьшении K_1 относительно K. Найдем соотношение K и K_1, при котором положения соответствующих теоретических и экспериментальных кривых совпадают. Для этого необходимо обеспечить, чтобы при $\Theta = \frac{\pi}{2} = 1{,}57$, когда теоретическая кривая *1* проходит через -1, теоретическая кривая *2* проходила бы через точку с ординатой $-0{,}86$, как это имеется на экспериментальном графике (см. рис. 8.2).

При больших величинах K и K_1 [выражение (19.2)] значение $A_н$ примет вид

$$\left.\begin{aligned} &\frac{A_н}{A} = e^{-K+\sqrt{K_1^2-\Theta^2}} - 1 \\ &\text{или} \\ &\ln\frac{A_н + A}{A} = -K + \sqrt{K_1^2 - \Theta^2}. \end{aligned}\right\} \qquad (29.2)$$

Подставив $\Theta = 1{,}57$ и $\frac{A_н + A}{A} = 0{,}14$, получим связь K_1 и K:

$$\left.\begin{aligned} &-1{,}96 = -K + \sqrt{K_1^2 - 2{,}5} \\ &\text{или} \\ &K_1 = \sqrt{2{,}5 + (K - 1{,}96)^2}. \end{aligned}\right\} \qquad (30.2)$$

Оценка K по выражению (22.2) дает величину $K = 100 \div 200$. При $K = 100$ $K_1 = 98$, т. е. $\frac{K_1}{K} = 0{,}98$, а при $K = 200$ $K_1 = 198$, т. е. $\frac{K_1}{K} = 0{,}99$. Если учесть, что про-

дольная неоднородность поля несколько уменьшает эффективный рабочий объем датчика, что сдвигает вправо теоретическую кривую *1* (см. рис. 9.2), приближая ее к кривой *2*, то различие K_1 и K будет еще меньше. Во всяком случае при поперечной неоднородности поля $K > K_1 > 0{,}98\ K$, или $1 \geqslant \frac{K_1}{K} \geqslant 0{,}98$. Подставив значения K_1 и K из выражений (20.2) и (22.2), получим $1 > \frac{T_{1н} - T_{2н}}{T_{1н} + T_{2н}} > 0{,}98$, или $T_2 < 0{,}01\ T_{1н}$. Это означает, что поперечная неоднородность поля уменьшает преимущественно поперечное время релаксации $T_{2н}$.

Выводы. Экспериментальное исследование амплитуды сигнала нутации показало, что выражение (19.2) правильно отражает процессы, происходящие в датчике нутации. Это выражение получено в предположении, что существуют два времени релаксации продольной составляющей намагниченности ядер: T_1 и $T_{1н}$. Естественное спин-решеточное время релаксации T_1 связано с естественным увеличением величины намагниченности ядер в датчике нутации под действием внешнего постоянного магнитного поля $H_н$. Обусловленная этим процессом скорость роста компоненты M_z намагниченности равна

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{\mathrm{X}_0 H_н}{T_1}. \tag{31.2}$$

Время релаксации $T_{1н}$ связано с уменьшением компоненты M_z в датчике нутации. Этот процесс аналогичен уменьшению компонент M_x и M_y, и обусловленная им скорость убывания M_z определяется выражением, аналогичным выражению (6.2):

$$\frac{dM_z}{dt} = -\frac{M_z}{T_{1н}}. \tag{32.2}$$

Суммарная скорость изменения M_z

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{\mathrm{X}_0 H_н}{T_1} - \frac{M_z}{T_{1н}}. \tag{33.2}$$

При $T_{1н} = T_1$ выражение (33.2) описывает обычный закон естественного изменения намагниченности в поле $H_н$.

Экспериментальное исследование показало, что в датчике нутации $T_{1н} \ll T_1$, т. е. изменение проекции M_z в проточном датчике описывается не уравнением (5.2), полученным в начале параграфа, а другим уравнением, в котором учтено влияние времени релаксации $T_{1н}$. Это

уравнение имеет вид

$$\frac{dM_z}{dt}=\frac{\chi_0 H_0}{T_1}-\frac{M_z}{T_{1н}}. \qquad (34.2)$$

Оно вошло в систему уравнений, решенную в приложении 1. Эффективное время релаксации $T_{1н}$ характеризует уменьшение компоненты M_z под влиянием всех имеющихся причин. В него вносит вклад процесс естественной релаксации, а также уменьшение величины намагниченности ядер при ее нутации из-за различной скорости нутации магнитных моментов отдельных ядер. Эффективное время релаксации $T_{2н}$ характеризует уменьшение компонент M_x и M_y. В него также вносят вклад процесс естественной релаксации и расфазировка магнитных моментов ядер при их нутации. Кроме того, поперечные компоненты намагниченности уменьшаются из-за расфазировки магнитных моментов ядер, прецессирующих в магнитном поле разной напряженности, т. е. при наличии неоднородности внешнего магнитного поля.

Как было установлено, $T_{1н} \approx T_{2н} = 10^{-3}$ *сек*, т. е. вклад процесса естественной релаксации пренебрежимо мал. Одинаковое уменьшение продольного и поперечного эффективных времен релаксации намагниченности ядер, средней по сечению струи в датчике нутации, можно объяснить влиянием неоднородности напряженности осциллирующего поля и скорости течения жидкости по сечению струи.

Угол нутации Θ под действием резонансного осциллирующего поля с амплитудой $2H_1$ увеличивается со скоростью $\frac{d\Theta}{dt} = \gamma H_{1н}$. Если $H_{1н}$ меняется по сечению струи на величину $\Delta H_{1н}$, то магнитные моменты ядер, проходящих датчик в разных частях сечения струи, расфазируются со скоростью $\gamma\Delta H_{1н}$, что вызывает соответствующее уменьшение средней по сечению струи намагниченности.

Если поле $H_{1н}$ однородно, но скорость жидкости падает от оси струи к стенкам трубопровода, то в каждой точке датчика $\frac{d\Theta}{dt} = \gamma H_{1н} = \mathrm{const}$, и угол нутации намагниченности ядер, движущихся со скоростью W, меняется по длине датчика с производной $\frac{d\Theta}{dx}=\frac{d\Theta/dt}{W}=\frac{\gamma H_{1н}}{W}$. В системе координат, движущейся со средней скоростью жидкости

$W_{\text{ср}}$, величина $\frac{d\Theta}{dt} = \frac{d\Theta}{dx} W_{\text{ср}} = \frac{\gamma H_{1\text{н}} W_{\text{ср}}}{W}$, т. е. в центре сечения струи угол нутации растет медленнее, чем у стенок трубопровода, что вызывает расфазировку магнитных моментов ядер и соответствующее уменьшение средней по сечению струи намагниченности. При турбулентном течении жидкости аналогичный эффект должны вызывать пульсации скорости отдельных элементов объема жидкости.

Оба рассмотренных эффекта вызывают одинаковое уменьшение продольной и поперечной составляющих намагниченности ядер, т. е. обусловленные ими эффективные времена релаксации $T_{1\text{н}}$ и $T_{2\text{н}}$ равны между собой. Это наблюдалось при неоднородности внешнего поля, направленной вдоль течения жидкости в датчике.

Если неоднородность внешнего поля направлена поперек струи в датчике, то при отсутствии интенсивного перемешивания жидкости поперек струи магнитные моменты ядер, проходящих через датчик в разных местах сечения, будут прецессировать в разных магнитных полях, что вызовет их расфазировку. Эта расфазировка уменьшает только поперечную компоненту намагниченности, т. е. вносит вклад в $T_{2\text{н}}$. Поэтому в поле с поперечной неоднородностью при отсутствии поперечного перемешивания жидкости должно быть $T_{2\text{н}} \ll T_{1\text{н}}$. Это наблюдалось на опыте.

Выражение (19.2) получено при условии равенства частоты генератора и частоты прецессии всех ядер в датчике, поэтому оно полностью справедливо, если неоднородность поля очень мала. Эффект нутации в поле с большим продольным градиентом рассмотрен в § 3.2.

Эффект нутации при большом поперечном градиенте можно описывать зависимостью подобной выражению (19.2), если имеется модуляция магнитного поля. Так как в этом случае осциллирующее магнитное поле в равной степени производит нутацию ядер во всех частях сечения датчика.

В отсутствии модуляции ядра, проходящие датчик, имеют частоту прецессии отличающуюся от частоты осциллирующего поля на некоторую величину $\Delta\omega$, зависящую от того, в каком участке сечения ядро находится. При наличии расстройки эффект нутации описывается выражением (7) приложения 4 [или зависимостью (36.2)]. Для нахождения суммарного эффекта нужно определить какая доля ядер проходит датчик с расстройкой $\Delta\omega$ и с учетом этого произвести интегрирование по всему сечению

датчика. Воспользовавшись теоремой о среднем значении, при любой функции распределения, можно написать

$$M_{z\ \text{вых}} = M_{\text{п}} e^{-\frac{v_{\text{н}}}{qT_{1\text{н}}} \frac{\Delta\overline{H}^2 + H_1^2 \cos \gamma \frac{v_{\text{н}}}{q} \sqrt{H_1^2 + \Delta\overline{H}^2}}{\Delta\overline{H}^2 + H_1^2}},$$

где $\Delta\overline{H}$ — некоторая величина, пропорциональная неоднородности поля в датчике. Это выражение описывает эффект нутации в поле с поперечной неоднородностью.

Ширина сигнала нутации. При некоторой установленной в датчике нутации амплитуде осциллирующего поля максимальный сигнал нутации наблюдается при частоте этого поля, равной частоте прецессии ядер в этом датчике. Сдвиг частоты осциллирующего поля, при котором амплитуда сигнала нутации уменьшается вдвое, является полушириной сигнала нутации на полувысоте.

Ширина сигнала ядерного резонанса складывается из естественной ширины линии и уширений, вызываемых неоднородностью внешнего поля, его модуляцией, конечным временем прохождения через резонанс и аппаратурным эффектом. Оценим естественную ширину сигнала нутации.

Амплитуда сигнала нутации пропорциональна изменению из-за нутации проекции на направление внешнего поля намагниченности ядер, выходящих из датчика нутации, т. е. величине

$$\Delta M_z = M_{z\ \text{вых}} - M_{\text{п}}\, e^{-\frac{v_{\text{н}}}{qT_1}}, \qquad (35.2)$$

где $M_{\text{п}}$ — намагниченность ядер, входящих в датчик нутации. Закон изменения величины M_z под действием осциллирующего поля с амплитудой $2H_1$ и частотой, отличной от резонансной на $\Delta\omega$, получен в приложении 4 решением уравнения Блоха во вращающейся системе координат. Он имеет вид

$$M_z = M_{\text{п}}\, e^{-\frac{t}{T}} \left(1 - \frac{1 - \cos \sqrt{\gamma^2 H_{1\text{н}}^2 + \Delta\omega^2} \cdot t}{\frac{\Delta\omega^2}{\gamma^2 H_{1\text{н}}^2} + 1} \right), \qquad (36.2)$$

где $T = T_{1\text{н}} = T_{2\text{н}}$ — время релаксации ядер. Ядра, проходящие датчик нутации, подвергаются действию осциллирующего поля в течение времени $t = \frac{v_{\text{н}}}{q}$, а амплитуда осциллирующего поля устанавливается согласно условию полу-

чения максимального сигнала нутации:

$$\gamma H_{1н} \frac{v_н}{q} = \pi$$

(условие первого экстремума нутации), поэтому, чтобы получить зависимость $\Delta M_{z вых}$ от $\Delta\omega$, необходимо подставить в выражение (35.2) M_z из формулы (36.2) при $t = \frac{v_н}{q}$ и угле нутации $\gamma H_{1н} t = \pi$. Полученное выражение имеет вид

$$\Delta M_{z\ вых} = - M_п - \left[\frac{1 - \cos\pi \sqrt{1 + \frac{\Delta\omega^2}{\gamma^2 H_{1н}^2}}}{1 + \frac{\Delta\omega^2}{\gamma^2 H_{1н}^2}} e^{-\frac{v_н}{qT}} - e^{-\frac{v_н}{qT}} + e^{-\frac{v_н}{qT_1}} \right]. \quad (37.2)$$

График этой зависимости (при $\frac{v_н}{qT} \ll 1$) приведен на на рис. 10.2. Из графика видно, что $A_н$, пропорциональная $-\frac{\Delta M_z}{M_п}$, уменьшается в два раза при расстройке $\Delta\omega = 0{,}8\ \gamma H_{1н}$, откуда естественная ширина максимального сигнала нутации в однородном поле на полувысоте

$$\delta\omega_н = 1{,}6 \gamma H_{1н} = \frac{5q}{v_н}. \quad (38.2)$$

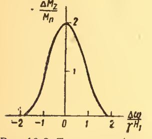


Рис. 10.2. Теоретическая зависимость амплитуды сигнала нутации от расстройки частоты резонанса.

Проверка этого выражения была произведена на установке с двумя датчиками (см. рис. 2.2). Датчик нутации находился в однородном поле напряженностью 0,5 *э*, датчик абсорбции — в поле напряженностью 10 *э*. При отсутствии осциллирующего поля в датчике нутации наблюдался сигнал ядерного резонанса на выходе схемы детектора, подключенной к контуру датчика абсорбции, и при некотором установленном расходе жидкости, измеряемом по времени наполнения калиброванного объема, подбирались оптимальные условия в датчике абсорбции. После этого в датчике нутации возбуждалось осциллирующее поле, его резонансная частота устанавливалась по максимуму эффекта нутации, и при этой частоте подбиралась амплитуда, соответствующая появлению максимального отрицательного

сигнала абсорбции (первого экстремума нутации). Затем частота поля сдвигалась в обе стороны так, что амплитуда сигнала нутации уменьшалась вдвое (в однородном поле это соответствует обращению в нуль сигнала абсорбции). Суммарный сдвиг частоты δf равен полуширине сигнала нутации на полувысоте.

Зависимость ширины на полувысоте максимального сигнала нутации от расхода жидкости в однородном поле представлена на рис. 11.2. Экспериментальные точки удовлетворительно легли на прямую линию, что качественно соответствует теоретическому выражению (38.2). Для проверки количественного соответствия необходимо учесть уширение сигнала из-за аппаратурного эффекта и конечного времени прохождения ядер через датчик, которое, согласно выводам § 2.3, для рабочего объема цилиндрической формы составляет величину $\delta\omega_A = \frac{\pi q}{4v_{\text{н}}}$, что в сумме с шириной, определяемой выражением (38.2), дает теоретическую ширину сигнала на полувысоте

$$\delta f = 0{,}925\,\frac{q}{v_{\text{н}}}\,. \quad (39.2)$$

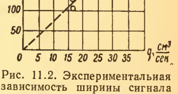


Рис. 11.2. Экспериментальная зависимость ширины сигнала нутации от расхода жидкости.

На рис. 11.2 пунктирная прямая, проходящая через экспериментальные точки, построена согласно этому выражению при $v_{\text{н}} = 0{,}15$ *см*³. Датчик нутации имел диаметр 4,5 *мм* и катушку длиной около 10 *мм*, при этом $v_{\text{н}} = 0{,}16$ *см*³, т. е. теоретическая оценка соответствует эксперименту.

Внешнее поле можно считать однородным, когда неоднородность поля в объеме датчика нутации $\Delta H \ll \frac{\pi q}{\gamma v_{\text{н}}}$.

Если это условие не выполняется, то неоднородность поля начинает заметно влиять на ширину сигнала нутации. Зависимость ширины сигнала от неоднородности поля определяется экспериментально. Датчик нутации помещают в неоднородное магнитное поле и ориентируют так, что жидкость течет вдоль градиента, а силовые линии осциллирующего поля направлены перпендикулярно внешнему полю. Частоту и напряженность осциллирующего поля подбирают для получения первого экстремума нутации. После

этого датчик нутации сдвигают вдоль градиента поля до тех пор, пока амплитуда сигнала нутации не уменьшится вдвое, затем его сдвигают в обратном направлении на расстояние Δl, при котором амплитуда сигнала нутации снова уменьшается вдвое. Эксперимент повторяют неоднократно при разных неоднородностях поля и геометриях датчика, во всех случаях величина Δl приблизительно равна половине линейного размера датчика нутации, т. е. ширина сигнала нутации на полувысоте равна половине неоднородности поля в объеме датчика нутации. Таким образом, при неоднородности поля в датчике нутации $\Delta H \ll \frac{\pi q}{\gamma v_н}$ ширина сигнала пропорциональна $\frac{q}{v_н}$, а при $\Delta H \gg \frac{\pi q}{\gamma v_н}$ ширина сигнала на полувысоте равна ΔH и не зависит от q и $H_{1н}$.

Многоквантовые переходы. При исследовании инверсии намагниченности ядер осциллирующим магнитным полем в проточной жидкости эффект наблюдается не только в том случае, когда частота поля ω близка к частоте прецессии ядер во внешнем магнитном поле H_0, но и когда она в целое число раз меньше, т. е. когда выполняется условие $n\omega = \gamma H_0$ (n — целое число). Практически наблюдались величины n, доходящие до 18.

Принципиально подобный эффект может быть вызван обертонами генератора, питающего катушку нутации. Это было проверено Вилкингом [75]. Включение на выход генератора полосовых фильтров, настроенных на основную частоту, почти не меняет интенсивности переворота при частотах, меньших ларморовской частоты ядер, т. е. эффект обусловлен многоквантовыми переходами, когда разность энергии ΔE между зеемановскими уровнями ядер компенсируется n фотонами, с частотой $\omega = \frac{\Delta E}{n\hbar}$. В отличие от одноквантовых переходов ($n = 1$), когда, как было показано ранее, вероятность перехода не зависит от напряженности внешнего поля, при $n > 1$ такая зависимость имеется. Для измерения был использован проточный датчик, схема которого представлена на рис. 12.2. Вода поляризовалась в сильном магнитном поле электромагнита *1*, затем по соединительной трубке протекала через катушку нутации, помещенную внутрь соленоида *2*, экранированного от внешних магнитных полей. Напряженность внешнего поля H_0 в катушке нутации *5* регулировалась изменением тока в соле-

ноиде. Из катушки нутации вода поступала в датчик ядерного резонанса 3, помещенный в сильное однородное магнитное поле. Амплитуда сигнала ядерного резонанса была пропорциональна намагниченности протонов в жидкости, которая поступала в датчик.

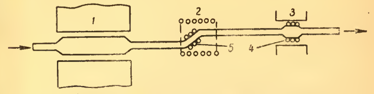


Рис. 12.2. Схема установки для исследования многоквантовых переходов:

1 — поляризующий магнит; 2 — соленоид датчика нутации; 3 — магнит датчика абсорбции; 4 — катушка датчика абсорбции; 5 — катушка датчика нутации.

На рис. 13.2 представлена экспериментальная зависимость от H_1 напряженности осциллирующего поля при

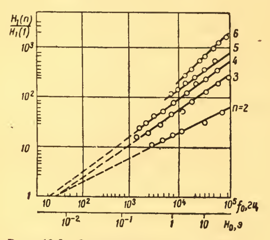


Рис. 13.2. Экспериментальная зависимость вероятности многоквантовых переходов от напряженности внешнего магнитного поля $H_0\left(f_0=\frac{\gamma H_0}{2\pi}\right)$.

n-квантовом переходе $H_1(n)$, необходимая для поворота величины намагниченности протонов на угол $\pi/2$, что контролируется по исчезновению сигнала ядерного резонанса

в датчике абсорбции. В двойном логарифмическом масштабе все точки с одинаковым параметром n легли на прямые линии, т. е. зависимость можно охарактеризовать эмпирической формулой

$$\ln \frac{H_1 n}{H_1(1)} = a(n) \ln \frac{f_0}{b(n)}, \qquad (40.2)$$

где $a(n)$ — наклон прямых; $b(n)$ — точки пересечения оси абсцисс. Значения $a(n)$ и $b(n)$ для разных n приведены в табл. 1.2.

Таблица 1.2.

n	I	2	3	4	5	6
$a(n)$	0	0,499±±0,003	0,668±±0,04	0,673±0,005	0,729±0,008	0,88±±0,01
$b(n)$	—	21,6±0,5	21,7±0,6	17,0±0,6	8,8±0,6	19±1

Приведенная экспериментальная зависимость показывает, что чем больше n и чем выше напряженность внешнего поля H_0, тем большая напряженность осциллирующего магнитного поля, стимулирующего переходы ядер, требуется для обеспечения одной и той же скорости переходов. Таким образом, вероятность переходов быстро уменьшается с ростом числа квантов, участвующих в одном переходе, и увеличением напряженности магнитного поля, в котором находятся ядра. Отметим еще несколько особенностей многоквантовых переходов. В отличие от одноквантовых переходов, где угол нутации намагниченности ядер $\theta = \gamma H_1(1)\tau$ (τ — время прохождения ядер через катушку нутации), в многоквантовых переходах угол θ не пропорционален напряженности осциллирующего поля. При многоквантовых переходах ширина сигнала нутации уменьшается с ростом n примерно пропорционально $\frac{1}{n}$. Для четных и нечетных n вероятность перехода различным образом зависит от угла наклона катушки нутации к направлению поля H_0.

§ 3.2. Поворот намагниченности ядер при быстром адиабатическом прохождении через резонанс

Для случая адиабатического прохождения через резонанс ядра, помещенные в магнитное поле напряженностью H, меняющееся со скоростью $\frac{dH}{dt}$, подвергаются воздейст-

вию осциллирующего магнитного поля с частотой ω_0 и амплитудой H_1, направленного нормально полю H. При выполнении условия $\gamma H_1^2 > \frac{dH}{dt}$ в момент, когда напряженность H принимает значение $H_0 = \frac{\omega_0}{\gamma}$, т. е. частота ω_0 равна частоте прецессии ядер, происходит инверсия их намагниченности.

В неподвижных образцах этот эффект впервые наблюдался Блохом [76, 77] и в дальнейшем исследовался многими учеными [78—80].

Для осуществления адиабатического прохождения через резонанс в проточном датчике необходимо предварительно поляризованную жидкость пропустить через радиочастотную катушку, присоединенную к мощному генератору. Назовем эту катушку катушкой поворота. Она должна быть помещена в постоянное магнитное поле H, градиент которого направлен поперек его силовых линий. Ось катушки должна быть направлена вдоль градиента поля.

Если возбудить в катушке осциллирующее магнитное поле напряженностью H_1 с частотой ω_0 и подобрать напряженность внешнего поля H так, чтобы в одном из сечений катушки она имела величину $H_0 = \frac{\omega}{\gamma}$, то при достаточно большой напряженности H_1 из катушки будет вытекать жидкость с отрицательно поляризованными ядрами.

Теоретическое выражение, описывающее изменение под действием осциллирующего поля намагниченности ядер, помещенных в переменное поле H, можно получить, решив систему уравнений (7.2), подставив в нее

$$\omega = \gamma H(t).$$

Положим $H(t) = H_0 + \Delta H(t)$, тогда система уравнений имеет вид:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dM_z}{dt} &= -M_y\gamma H_1 + \frac{\chi_0 H_0 - M_z}{T_1}; \\ \frac{dM_x}{dt} &= M_y\gamma\Delta H(t) - \frac{M_x}{T_2}; \\ \frac{dM_y}{dt} &= M_z\gamma H_1 - M_x\gamma\Delta H(t) - \frac{M_y}{T_2}. \end{aligned}\right\} \quad (41.2)$$

Если прохождение жидкости через резонанс происходит за короткий промежуток времени, в течение которого

намагниченность не успевает существенно измениться в результате релаксационных процессов, то в системе уравнений (41.2) можно пренебречь членами, содержащими времена релаксации T_1 и T_2. Кроме того, в этом случае скорость изменения поля H за время прохождения через резонанс можно принять не зависящей от времени и поставить в уравнение $\Delta H = t\,\frac{dH}{dt}$. Произведя указанные упрощения

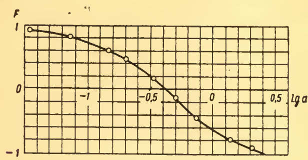


Рис. 14.2. Теоретическая зависимость коэффициента поворота F намагниченности ядер при адиабатическом прохождении через резонанс от величины $a = \frac{\gamma H_1^2}{\frac{dH}{dt}}$.

и заменив переменную t на $\tau = \gamma H_1 t$, получим новую систему уравнений, в которой имеется только один параметр a:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dM_z}{d\tau} &= -M_y; \\ \frac{dM_x}{d\tau} &= M_y \frac{\tau}{a}; \\ \frac{dM_y}{d\tau} &= M_z - M_x \frac{\tau}{a}, \end{aligned}\right\} \qquad (42.2)$$

где

$$a = \frac{\gamma H_1^2}{\frac{dH}{dt}}. \qquad (43.2)$$

Решение этой системы при различных значениях a произведено Бенуа [81] на счетной машине с погрешностью, не превышающей 4%.

Зависимость коэффициента поворота F, равного отношению величины M_z после прохождения через резонанс к величине M_z до прохождения, от параметра a, приведена на рис. 14.2. Из этих данных следует, что поворот является практически полным ($F \approx -1$) при $a > 3$, т. е. для осуществления инверсии намагниченность ядер методом быстрого адиабатического прохождения необходимо выполнить условие

$$\frac{\gamma H_1^2}{\frac{dH}{dt}} > 3. \qquad (44.2)$$

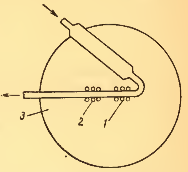


Рис. 15.2. Схема проточного датчика, использованного для исследования быстрого адиабатического перемагничивания проточной жидкости:

1 — катушка переворота; *2* — катушка детектора ядерного резонанса; *3* — полюс магнита.

В проточном датчике скорость изменения действующего на ядра внешнего магнитного поля связана со скоростью течения жидкости и градиентом поля:

$$\frac{dH}{dt} = W \operatorname{grad} H.$$

Подставив это значение в выражение (44.2), получим условие инверсии намагниченности ядер в проточном датчике

$$\frac{\gamma H_1^2}{W \operatorname{grad} H} \geqslant 3. \qquad (45.2)$$

Для экспериментальной проверки теории был использован датчик с проточной водой (рис. 15.2). Магнит с диаметром полюсов 20 *см* и зазором 40 *мм* имел поле в центре, равное 6900 *э*, соответствующее резонансной частоте протонов 29,4 *Мгц*. Вода поляризовалась, протекая в зазоре по трубке диаметром 1 и длиной 20 *см*, в течение времени, большего по сравнению со временем релаксации. Затем она проходила в трубку диаметром 2 *мм*, по которой со скоростью $W = 57$ *см/сек* при расходе $q = 1{,}8$ *см*^{3}*/сек* последовательно протекала через катушку поворота и катушку датчика ядерного резонанса. Катушка поворота длиной 23 *мм* имела 20 витков, намотанных на фторопластовый стержень диаметром 6 *мм* с отверстием в центре, через которое была пропущена трубка. Катушка была присоединена к тщательно экранированному генератору высокой

частоты мощностью в несколько десятков ватт, настроенному на частоту 28,7 *Мгц*. Амплитуда поля высокой частоты в катушке могла достигать величины $H_1 = 2$ *э*. Расположение катушки поворота в межполюсном пространстве магнита было выбрано так, что средняя напряженность поля в ней соответственно с выбранной частотой генератора равнялась $H = 6740$ *э*, а градиент поля, равный 240 *э/см*, был направлен вдоль течения жидкости. Скорость изменения магнитного поля, действующего на ядра, проходящие через катушку, равна 14 000 *э/сек*. Если допустить, что зона резонанса распространяется на область, где магнитное поле отлично от резонансного на величину $\Delta H < 10\ H_1$, то эта область имеет максимум 1 *мм* длины, т. е. она очень узкая по сравнению с размерами катушки. В пределах ее градиент поля можно считать постоянным. Длительность поворота равна 0,02 *сек*, что пренебрежимо мало по сравнению с естественным временем релаксации, как было предположено в теоретических расчетах. Частота поля H_1 не является критичной, при ее изменении происходит лишь смещение зоны резонанса по длине катушки. Катушка датчика ядерного резонанса была присоединена к автодинному детектору, амплитуда сигнала которого была пропорциональна величине намагниченности протонов в воде, втекающей в датчик.

На рис. 16.2 экспериментальные точки и кривая *1* представляют зависимость амплитуды сигнала автодина A от напряженности осциллирующего поля H_1 в катушке поворота.

Кривые *2* и *3* представляют эту же зависимость с поправками на релаксацию ядер за время протекания воды между катушкой поворота и датчиком ядерного резонанса, которое составляет $t = 0{,}165$ *сек*. Пунктирной кривой *4* представлена теоретическая зависимость коэффициента поворота F от величины a. Наиболее близко к теоретической кривой лежит кривая *3*, которая построена из экспериментальной кривой в предположении, что время релаксации используемой воды составляет 0,75 *сек*. Заниженное значение времени релаксации можно объяснить загрязненностью использованной водопроводной воды. Небольшое расхождение между кривой *3* и теоретической зависимостью может быть вызвано ошибкой в 13% при расчете напряженности поля H_1 в катушке поворота. Другой причиной расхождения может быть неоднородность скорости течения жидкости по сечению катушки. Более близкое соответ-

ствие теоретической и экспериментальной зависимости получено при аналогичных измерениях в другой работе [82], в которой скорость жидкости поддерживалась равной 100 *см/сек*. При такой большой скорости жидкость успевает пройти из катушки поворота в катушку датчика ядерного резонанса за время, гораздо меньшее времени релаксации T_1, поэтому поправки на размагничивание жидкости, которую было необходимо вводить в предыдущем эксперименте, здесь не требуется.

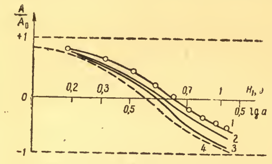


Рис. 16.2. Экспериментальная зависимость коэффициента поворота намагниченности ядер при адиабатическом прохождении через резонанс от величины H_1.

Градиент внешнего поля в катушке был 150 *э/см*, при этом скорость изменения действующей на ядра напряженности внешнего магнитного поля равна 150 000 *э/сек*. Для осуществления условий полного поворота $a \geqslant 3$ при такой большой скорости изменения поля в катушке поворота необходимо создать осциллирующее магнитное поле с напряженностью, большей 1,5 *э*. Практически в эксперименте питание катушки производилось от трехваттного генератора радиочастоты, и для увеличения H_1 она была включена в резонансный контур. Расстояние между поворачивающей и приемной катушками было 5 *см*. Осциллирующее магнитное поле в поворачивающей катушке имело частоту 29,7 *Мгц*, а в катушке детектора ЯМР — 30 *Мгц*, т. е. расстройка составляла всего 1%, поэтому для устранения взаимного влияния обе катушки пришлось тщательно экранировать. Если жидкость электропроводна, то разность частот следует увеличивать, так как наводка проходит по струе, минуя экраны.

В установке для осуществления поворота намагниченности быстрым адиабатическим прохождением через резонанс в слабом магнитном поле [83] катушку поворота устанавливают в рассеянном поле магнита напряженностью 10 *э*. Она содержит 855 витков, имеет длину 255 и диаметр 4 *мм*. Так как в этом эксперименте время прохождения жидкости между поляризующим полем и датчиком ядерного резонанса велико, то используют бензол, время релаксации которого теоретически равно 19 *сек*. Бензол поляризуется в межполюсном пространстве магнита, а затем по трубке диаметром 6 *мм* со скоростью 1 *м/сек* протекает через катушку поворота в датчик ядерного резонанса. Катушка поворота питается от генератора низкой частоты, создающего в ней осциллирующее магнитное поле напряженностью 200 *э*. Градиент магнитного поля в катушке направлен вдоль ее оси и составляет 1,75 *э/см*. При этом величина $\frac{\gamma H_1^2}{dH/dt}$ достигает 6, т. е. теоретический коэффициент поворота равен —1. В обоих экспериментах использованы длинные катушки, чтобы обеспечить успешный поворот в широких пределах изменения поля электромагнита.

В принципе для поворота намагниченности ядер быстрым адиабатическим прохождением через резонанс могут быть использованы все конструкции катушек, применяемые для поворота резонансным осциллирующим полем. Поворот осциллирующим полем происходит при малой неоднородности внешнего поля, направленной вдоль течения жидкости в катушке. При этом с увеличением напряженности резонансного осциллирующего поля H_1 наблюдается периодическое изменение полярности намагниченности ядер в вытекающей жидкости.

Поворот адиабатическим прохождением через резонанс происходит при большой неоднородности внешнего поля, направленной вдоль течения жидкости в катушке. При этом с увеличением напряженности резонансного осциллирующего поля H_1 намагниченность ядер в жидкости, вытекающей из катушки, становится отрицательной, а при дальнейшем увеличении H_1 стремится к нулю. Во втором методе требуются значительно большие напряженности осциллирующего поля, чем в первом методе. При неоднородности внешнего поля в катушке, направленной поперек струи, поворота намагниченности не происходит.

Глава 3

АМПЛИТУДА И ШИРИНА СИГНАЛА ЯДЕРНОГО РЕЗОНАНСА В ПРОТОЧНОЙ ЖИДКОСТИ

§ 1.3. Сигнал ядерной абсорбции

Для объяснения зависимости амплитуды сигнала в проточном датчике от скорости движения жидкости обычно используется упрощенная теория, рассмотренная во введении [1, 2, 84—86]. Эта теория удовлетворительно соответствует экспериментальным результатам, полученным при наблюдении сигнала ядерного резонанса в сильном магнитном поле.

С увеличением скорости жидкости W амплитуда сигнала монотонно увеличивается, стремясь к постоянной величине (см. рис. 1.В). Однако при наблюдении сигнала ядерного резонанса в слабом однородном магнитном поле амплитуда сигнала с увеличением W растет, проходит через максимум, а затем снова падает. Такая зависимость не укладывается в рамки упрощенной теории, поэтому для описания явления ядерного резонанса в движущейся жидкости ниже приведена более общая теория, основанная на рассмотрении нутации намагниченности ядер в датчике.

Общее выражение для амплитуды сигнала. При наблюдении сигнала ядерной абсорбции в проточном датчике поляризованная жидкость движется через осциллирующее магнитное поле, создаваемое катушкой радиочастотного контура, помещенной в магнитное поле напряженностью H_0.

Как было показано в гл. 2, если осциллирующее поле направлено нормально внешнему полю и его частота близка к частоте прецессии ядер $\omega_0 = \gamma H_0$, то под влиянием одной из вращающихся компонент осциллирующего поля происходит нутация намагниченности ядер от направления внешнего поля. При этом появляются составляющие намагниченности, направленные нормально внешнему полю. Составляющая M_x прецессирует в фазе с вращающейся компонентой осциллирующего поля, составляющая M_y прецессирует в квадратуре с ней. Появление поперечных составляющих намагниченности вызывает появление в катушке контура вращающейся магнитной индукции с составляющими $B_x = 4\pi M_x$ и $B_y = 4\pi M_y$.

Вращающаяся магнитная индукция наводит в катушке контура э. д. с., максимальная величина которой E опре-

деляется максимальной скоростью изменения магнитного потока через катушку

$$E = -\omega_0 NS\eta\sqrt{B_x^2 + B_y^2} = -4\pi NS\eta Q\omega_0\sqrt{M_x^2 + M_y^2}, \quad (1.3)$$

где N и S — число витков и сечение катушки; η — коэффициент заполнения поля катушки резонирующими ядрами; Q — добротность контура.

Более строгое рассмотрение, приведенное в приложении 2, показывает, что выражение (1.3) справедливо лишь при отсутствии собственных колебаний в катушке контура, т. е. когда приемная катушка полностью изолирована от катушки, создающей осциллирующее магнитное поле, вызывающее нутацию намагниченности ядер.

Если же создание осциллирующего поля и прием осуществляются в одной катушке, то компонента M_y вызывает изменение напряжения на контуре, равное по величине $A = 4\pi NQS\eta\omega_0 M_y$ и называемое сигналом ядерной абсорбции; компонента M_x вызывает пропорциональное ей изменение частоты колебаний в контуре, называемое сигналом дисперсии. Обычно для удобства детектирования ядерного сигнала его делают не непрерывным, а периодическим. Для этого напряженность внешнего поля или частоту осциллирующего поля периодически сдвигают от резонансного значения, т. е. модулируют с некоторой частотой Ω. При этом сигнал абсорбции проявляется в виде амплитудной модуляции напряжения на контуре с частотой Ω и глубиной A, сигнал дисперсии проявляется в виде частотной модуляции.

При наблюдении ядерного резонанса в неподвижном веществе для получения максимальной амплитуды сигнала необходимо, чтобы период модуляции превышал времена релаксации ядер. В этом случае за время отсутствия условий резонанса ядра успевают восстановить свою поляризацию, насыщенную во время предыдущего прохождения через резонанс. Аналогично этому в проточном датчике целесообразно выбирать период модуляции, значительно большим времени смены жидкости в катушке, т. е.

$$\Omega \ll \frac{q}{v},$$

где q — расход жидкости, v — объем датчика. При этом условии переходные процессы в системе магнитных моментов ядер не будут оказывать существенного влияния на амплитуду сигнала ядерного резонанса, и она будет определяться

средней по объему датчика величиной M_y, установившейся при точной настройке на резонанс.

Изменение намагниченности ядер происходит под влиянием резонансного осциллирующего поля, в котором ядра находятся, проходя через датчик. Если внешнее магнитное поле и осциллирующее поле катушки датчика однородны, то процесс резонанса для всех ядер, находящихся в одном сечении датчика, протекает одинаково, т. е. величина намагниченности меняется лишь вдоль течения жидкости в катушке. При этом закон изменения намагниченности вдоль струи тождествен закону ее изменения во времени с учетом, что координата x, отсчитываемая по направлению струи от начала катушки датчика, связана со временем:

$$x = Wt,$$

где W — скорость жидкости в струе.

Намагниченность во времени изменяется под действием резонансного осциллирующего поля H_1, что можно найти, решив полученную в гл. 2 систему уравнений, которая описывает изменение намагниченности под влиянием магнитного поля, вращающегося в направлении и с частотой прецессии ядер. Осциллирующее поле эквивалентно сумме двух полей половинной амплитуды, вращающихся в противоположных направлениях, поэтому решение уравнения для случая вращающегося поля справедливо в случае осциллирующего поля, так как вторая вращающаяся компонента в эффекте не участвует, вызывая лишь небольшой сдвиг резонансной частоты [58—60].

Решение уравнений во вращающейся системе координат при условии точной настройки на резонанс приведено в приложении 1, где выражение (20) описывает зависимость вращающейся компоненты M_y намагниченности ядер, помещенных в резонансное осциллирующее поле с амплитудой $2H_1$, от времени. Заменив в этом выражении t на $\frac{x}{W}$, получаем зависимость, описывающую изменение величины M_y вдоль струи в датчике:

$$M_y = \frac{M_{\text{п}}\gamma H_1}{r_1 - r_2}\left(e^{r_1 \frac{x}{W}} - e^{r_2 \frac{x}{W}}\right) - X_0 H_{\text{a}} Z \gamma H_1 T_{2\text{н}} \left(1 + \frac{r_2 e^{r_1 \frac{x}{W}} - r_1 e^{r_2 \frac{x}{W}}}{r_1 - r_2}\right) \frac{T_{1\text{н}}}{T_1}, \qquad (2.3)$$

где

$$r_{1,2}=\frac{1}{2T_{1н}}-\frac{1}{2T_{2н}}\pm\sqrt{\left(\frac{1}{2T_{2н}}-\frac{1}{2T_{1н}}\right)^2-\gamma^2H_1^2};$$

$$Z=\frac{1}{1+\gamma^2H_1^2T_{1н}T_{2н}};$$

$M_п$ — намагниченность ядер в жидкости, втекающей в датчик; $Х_0$ — статическая магнитная восприимчивость ядер; H_1 — половина амплитуды осциллирующего поля; $T_{1н}$ и $T_{2н}$ — эффективные «нутационные» времена релаксации продольной и поперечной компонент намагниченности ядер средней по сечению струи в датчике. Так как средняя по сечению величина намагниченности меняется из-за расфазировки магнитных моментов отдельных ядер, то $T_{1н} \ll T_1$, а $T_{2н} \ll T_2$. Из выражения (1.3) следует, что амплитуда сигнала пропорциональна величине M_y, усредненной по объему датчика,

$$\overline{M}_y=\frac{1}{l_а}\int\limits_0^{l_а} M_y\,dx, \quad (3.3)$$

где $l_а$ — протяженность датчика вдоль струи. Подставив в выражение (3.3) значение M_y из формулы (2.3) и произведя интегрирование, получим

$$\overline{M}_y=\frac{M_п\gamma H_1ZT_{1н}T_{2н}W}{l_а}\left[1-\frac{M_аZ\,(T_{1н}+T_{2н})}{M_пT_1}\right]\left[1-\right.$$

$$\left.-\left(\frac{e^{b\frac{l_а}{W}}+e^{-b\frac{l_а}{W}}}{2}+\frac{e^{b\frac{l_а}{W}}-e^{-b\frac{l_а}{W}}}{\frac{4bT_{1н}T_{2н}}{T_{1н}-T_{2н}}}\right)e^{-\frac{l_а}{2W}\left(\frac{1}{T_{1н}}+\frac{1}{T_{2н}}\right)}\right]-$$

$$-\frac{M_0Z\gamma H_1T_{1н}T_{2н}}{T_1}\left(1-\frac{e^{b\frac{l_а}{W}}-e^{-b\frac{l_а}{W}}}{2bl_а}We^{-\frac{l_а}{2W}\left(\frac{1}{T_{1н}}+\frac{1}{T_{2н}}\right)}\right), \quad (4.3)$$

где

$$b=\sqrt{\left(\frac{1}{2T_{2н}}-\frac{1}{2T_{1н}}\right)^2-\gamma^2H_1^2}.$$

Подставив в формулу (1.3) найденное значение $\widetilde{M}_y$, получим выражение для амплитуды сигнала абсорбции:

$$A = A_м \gamma H_1 Z T_{1н} T_{2н} \frac{W}{l_а} \left\{ \left[1 - \frac{M_0 Z (T_{1н} + T_{2н})}{M_п T_1} \right] \times \right.$$

$$\times \left[1 - \left(\frac{e^{b\frac{l_а}{W}} + e^{-b\frac{l_а}{W}}}{2} + \frac{e^{b\frac{l_а}{W}} - e^{-b\frac{l_а}{W}}}{\frac{4bT_{1н}T_{2н}}{T_{1н} - T_{2н}}} \right) e^{-\frac{l_а}{2W}\left(\frac{1}{T_{1н}} + \frac{1}{T_{2н}}\right)} \right] +$$

$$\left. + \frac{M_0 l_а}{M_п T_1 W} \left[1 - \frac{e^{b\frac{l_а}{W}} - e^{-b\frac{l_а}{W}}}{2bl_а} W e^{-\frac{l_а}{2W}\left(\frac{1}{T_{1н}} + \frac{1}{T_{2н}}\right)} \right] \right\}, \quad (5.3)$$

где

$$M_0 = \mathrm{X}_0 H_0; \; A_м = -4\pi\eta NSQ\gamma H_0 M_п.$$

Выражение (5.3) показывает, что при малых напряженностях осциллирующего поля амплитуда сигнала увеличивается с ростом H_1 и для получения максимальной амплитуды необходимо выполнить условия:

$$\left.\begin{array}{l} \gamma H_1 \gg \dfrac{1}{T_{2н}} - \dfrac{1}{T_{1н}}; \\ \dfrac{T_{1н} + T_{2н}}{T_1} Z \ll 1, \text{ т. е. } \gamma^2 H_1^2 T_1 T_{2н} \gg 1; \\ \dfrac{l_а}{2W}\left(\dfrac{1}{T_{1н}} + \dfrac{1}{T_{2н}}\right) < 0{,}2. \end{array}\right\} \quad (6.3)$$

При этом амплитуда сигнала равна

$$A = A_м \frac{1 - \cos\Theta}{\Theta}, \quad (7.3)$$

где $\Theta = \gamma H_1 \frac{l_а}{w}$ — угол нутации. Эта зависимость представлена на рис. 1.3. Из рис. 1.3 видно, что максимальная амплитуда сигнала $A_{макс} = 0{,}7\ A_м$ наблюдается при угле нутации

$$\Theta = \frac{3\pi}{4}. \quad (8.3)$$

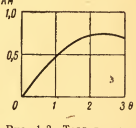


Рис. 1.3. Теоретическая зависимость амплитуды сигнала абсорбции от угла нутации.

При выполнении условий максимальной поляризации, когда $M_п = X_0 H_п$, максимальная амплитуда сигнала

$$A_{макс} = -2{,}8\pi\eta NSQ\gamma H_0 X_0 H_п. \qquad (9.3)$$

Для проверки выражения (5.3) были получены экспериментальные зависимости амплитуды сигнала абсорбции от расхода жидкости, напряженности осциллирующего поля и угла нутации намагниченности ядер в датчике.

Зависимость амплитуды сигнала от расхода жидкости и объема датчика. Исследование зависимости амплитуды сигнала от расхода производится на установке, схема которой приведена на рис. 2.3. Наблюдался резонанс протонов в воде. Для поля-

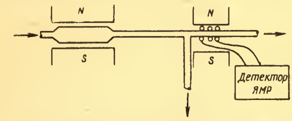
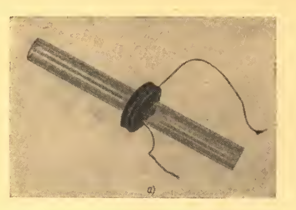


Рис. 2.3. Схема проточного датчика с предварительной поляризацией жидкости сильным полем.

ризации использовали постоянный магнит с объемом межполюсного пространства 100 *см*^{3} и напряженностью поля 5000 *э*. Соединительная трубка имела диаметр 0,3 *см*, длину 100 *см* и была помещена в поле напряженностью около 1 *э*. Датчик представлял собой катушку с универсальной намоткой длиной 0,4 *см*, надетую на трубку с внутренним диаметром 0,3 *см* (рис. 3*а*.3). Резонанс протонов наблюдался в поле, равном 30 *э*, с помощью автодинного детектора. Расход жидкости в датчике менялся в пределах 2—10 *см*^{3}*/сек*. Для того чтобы на амплитуду сигнала не влияла зависимость от расхода намагниченности ядер, входящих в датчик, расход в поляризаторе и соединительной трубке поддерживался постоянным, а расход в датчике менялся путем отвода части жидкости по обводной трубке.

Экспериментальная зависимость амплитуды сигнала от расхода жидкости q в поле с абсолютной неоднородностью в пределах датчика $\Delta H = 0{,}2$ *э* представлена на рис. 4.3. Зависимость линейна, напряженность внешнего поля достаточно мала для выполнения условия $H_а \ll H_п$, а значи-

тельная неоднородность поля в объеме датчика, как было показано в § 2.2, делает $T_{2\text{н}} \ll T_{1\text{н}}$. При этих условиях



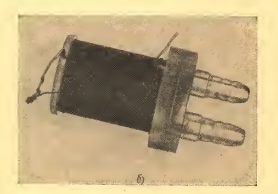


Рис. 3.3. Фотографии проточных датчиков:
а — с объемом 0,03 *см*³; *б* — с объемом 15 *см*³.

из выражения (5.3) получается следующая зависимость амплитуды сигнала от расхода жидкости:

$$A = Bq\left[1 - \left(\frac{e^{\frac{v_a}{2qT_{2\text{н}}}\sqrt{1-4\gamma^2H_1^2T_{2\text{н}}^2}} + e^{-\frac{v_a}{2qT_{2\text{н}}}\sqrt{1-4\gamma^2H_1^2T_{2\text{н}}^2}}}{2} + \frac{e^{\frac{v_a}{2qT_{2\text{н}}}\sqrt{1-4\gamma^2H_1^2T_{2\text{н}}}} - e^{-\frac{v_a}{2qT_{2\text{н}}}\sqrt{1-4\gamma^2H_1^2T_{2\text{н}}^2}}}{2\sqrt{1-4\gamma^2H_1^2T_{2\text{н}}}}\right)e^{-\frac{v_a}{2qT_{2\text{н}}}}\right], \quad (10.3)$$

где B — коэффициент, не зависящий от расхода; $v_а$ — объем датчика. При рассмотрении этого выражения видно, что если

$$4\gamma H_1 T_{2н} > 1 \text{ и } \frac{v_а}{qT_{2н}} \geqslant 4 \text{ или } 4\gamma H_1 T_{2н} < 1 \text{ и}$$

$$\frac{v_а}{qT_{2н}} > \frac{4 + \ln \dfrac{1 + \sqrt{1 - 4\gamma^2 H_1^2 T_{2н}^2}}{\sqrt{1 - 4\gamma^2 H_1^2 T_{2н}^2}}}{1 - \sqrt{1 - 4\gamma^2 H_1^2 T_{2н}^2}},$$

то с погрешностью менее 1% $A = Bq$. При неоднородности в датчике 0,2 *э* $T_{2н} = 3{,}7 \cdot 10^{-4}$ *сек*, $\frac{v_а}{qT_{2н}} \approx 8$, а оценка величины H_1 показывает, что $\gamma H_1 T_{2н} \approx 0{,}14$. При этих условиях из выражения (10.3) следует линейная зависимость амплитуды сигнала от расхода, что соответствует экспериментальным результатам. На рис. 4б.3

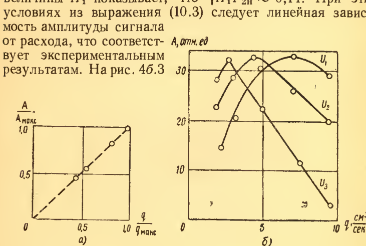


Рис. 4.3. Экспериментальная зависимость амплитуды сигнала ядерного резонанса от расхода жидкости:

а — неоднородность поля в датчике с $\Delta H = 0{,}2$ *э*; *б* — неоднородность поля в датчике с $\Delta H = 3{,}5 \cdot 10^{-4}$ *э*.

представлена зависимость амплитуды сигнала от расхода q в поле с абсолютной неоднородностью в пределах датчика $\Delta H = 3{,}5 \cdot 10^{-4}$ *э* для нескольких величин напряжения на контуре. При такой неоднородности поля $T_{2н} \approx 0{,}2$ *сек* оценка напряженности H_1 показала, что для трех различных кривых $\gamma H_1 T_{2н}$ имеет величины 5, 8 и 12. При условии $H_а \ll H_п$,

$T_{2н} \ll T_{1н}$ и $\gamma H_1 T_{2н} > 1$ выражение (5.3) имеет вид

$$A = A_м \frac{1 - \cos \frac{v_а}{qT_{2н}} \sqrt{1 - 4\gamma^2 H_1^2 T_{2н}^2} - \frac{\sin \frac{v_а}{qT_{2н}} \sqrt{1 - 4\gamma^2 H_1^2 T_{2н}^2}}{\sqrt{1 - 4\gamma^2 H_1^2 T_{2н}^2}}}{\frac{v_а}{qT_{2н}} \sqrt{1 - 4\gamma^2 H_1^2 T_{2н}^2}} . \qquad (11.3)$$

Эта зависимость приведена на рис. 5.3. Так же как на экспериментальных кривых, амплитуда сигнала имеет максимум при некотором оптимальном расходе, причем этот оптимальный расход увеличивается с ростом H_1.

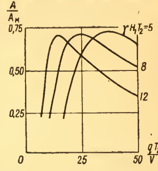


Рис. 5.3. Теоретическая зависимость амплитуды сигнала ядерного резонанса от расхода жидкости.

Таким образом, экспериментальные результаты, приведенные на рис. 4.3, не противоречат теоретическому выражению (5.3). Посмотрим, соответствует ли это выражение зависимостям амплитуды сигнала от расхода, полученным в других экспериментах [1, 8]. В них $H_п = H_а$, кроме того, выполняются условия $\gamma H_1 T_{2н} \ll 1$ и $\frac{v_а}{qT_{2н}} \gg 1$. Например, в установке Хрынкевича и Валюги [8] $T_1 = 2{,}3$ *сек*; неоднородность в объеме датчика $\Delta H = 0{,}04$ *э* или $T_{2н} = 2 \cdot 10^{-3}$ *сек*, $Z = -\frac{1}{3} \div \frac{1}{10}$, откуда $\gamma H_1 T_{2н} = 0{,}04$—$0{,}08$, длина катушки датчика $l_а = 1{,}5$ *см*, максимальная скорость жидкости $W_{макс} = 40$ *см/сек*, откуда $\frac{v_а}{q_{макс} T_{2н}} = \frac{l_а}{W_{макс} T_{2н}} = 19$. При выполнении этих условий из выражения (5.3) после некоторых упрощений получается следующее значение для амплитуды сигнала:

$$A = A_м \gamma H_1 Z T_{1н} T_{2н} \frac{W}{l_а} \left(1 - Z \frac{T_{1н}}{T_1}\right) \left(1 - e^{-\frac{l_а}{W T_{1н} Z}}\right) + A_м \gamma H_1 Z \frac{T_{2н} T_{1н}}{T_1} . \qquad (12.3)$$

Это выражение соответствует экспериментальным зависимостям, приведенным на рис. 1.В и 2.В. При нулевой ско-

рости жидкости амплитуда сигнала $A = A_{м}\gamma H_1 Z T_{2н}$, при увеличении скорости она линейно растет, пока выполняется условие $\frac{l}{W T_{1н} Z} > 3$; при дальнейшем увеличении рост амплитуды замедляется, стремясь к постоянной величине. При $W = 0$ из выражений (5.3) получается обычная зависимость амплитуды сигнала от параметров датчика с неподвижным рабочим веществом

$$A = -4\pi\eta NSQH_0^2\gamma^2 X_0 H_1 Z T_{2н}$$

(при $W = 0$; $T_{2н} \approx T_2$).

Таким образом, выражение (5.3) верно отражает зависимость амплитуды сигнала от расхода. Из него следует, что при $\gamma^2 H_1^2 T_{1н} T_{2н} \gg 1$ и выполнении условий $\frac{v_а}{q T_{2н}} > 4$ и $\frac{H_0 v_а}{H_п q T_1} \ll 1$ амплитуда сигнала линейно увеличивается с ростом расхода жидкости и не зависит от ее времен релаксации. Действительно, при $\gamma^2 H_1^2 T_{2н} T_{1н} \gg 1$ $Z = \frac{1}{\gamma^2 H_1^2 T_{1н} T_{2н}}$ и из выражения (5.3) $A = \frac{A_м}{\gamma H_1 v_а} q$. Используя формулу (8.3), получаем амплитуду при выполнении оптимальных условий $A = -2{,}8\ \pi\eta Q N S \gamma H_0 M_п$. При изменении объема датчика меняется его сечение S, число витков N и добротность Q. Сечение меняется пропорционально квадрату линейного размера датчика d^2, добротность меняется приблизительно пропорционально d, а число витков при постоянной индуктивности пропорционально $d^{-\frac{1}{2}}$. Таким образом, $A \sim d^{5/2}$, т. е. амплитуда сигнала должна увеличиваться с ростом линейного размера датчика, что наблюдается на опыте.

З а в и с и м о с т ь   а м п л и т у д ы   с и г н а л а   о т   н а п р я ж е н н о с т и   о с ц и л л и р у ю щ е г о   п о л я   и   с в я з ь   е е   с   у г л о м   н у т а ц и и   н а м а г н и ч е н н о с т и   я д е р. Зависимость амплитуды сигнала абсорбции от напряженности осциллирующего поля и угла нутации намагниченности ядер может быть получена при детектировании сигнала мостовой схемой, на чувствительность которой не влияет амплитуда напряжения высокой частоты на контуре, во всех других случаях эта зависимость искажается изменением чувствительности детектора.

В эксперименте была использована установка с двумя датчиками, последовательно протекаемыми жидкостью (см. рис. 2.2), которые были помещены в однородное поле

$H_0 = 12$ *э*. Контур первого датчика был присоединен к мостовой схеме [87] детектора ядерного резонанса, контур второго — к автодинной схеме [59]. Напряженность поляризующего поля была $H_п = 10\,000$ *э*, объем первого датчика $v_1 = 0{,}03$ *см*³ (см. рис. 3*а*.3), объем второго — 15 *см*³ (см. рис. 3*б*.3), расход жидкости $q = 50$ *см*³/*сек*.

Экспериментальная зависимость амплитуд сигналов ядерного резонанса в первом (кривая *1*) и во втором (кривая *2*) датчиках от напряженности осциллирующего поля

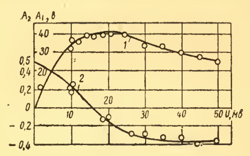


Рис. 6.3. Экспериментальная зависимость амплитуды сигнала ядерного резонанса, полученная на установке с двумя проточными датчиками, от напряженности осциллирующего поля в первом датчике:

1 — амплитуда сигнала в первом датчике; *2* — амплитуда сигнала во втором датчике.

в первом датчике приведена на рис. 6.3. Кривая *1* представляет экспериментальную зависимость амплитуды сигнала абсорбции A_1 от напряженности осциллирующего поля в первом датчике. Так как поле H_0 однородно, то по результатам, приведенным в § 3.2, $T_{2н} = T_{1н}$, поэтому $\frac{1}{T_{2н}} - \frac{1}{T_{1н}} < \gamma H_1$, а малая величина v_1 обеспечивает выполнение условий $\frac{v_1}{qT_{2н}} \ll 1$ и $\gamma^2 H_1^2 T_{1н} T_{2н} \gg 1$. При этом теоретическая зависимость A_1 от H_1 описывается выражением (7.3) и представлена на рис. 1.3. Можно убедиться, что теоретическая и экспериментальная кривые соответствуют друг другу.

Теоретически A_1 имеет максимум при $\Theta_{опт} = 2{,}36$. Угол нутации $\Theta_{опт}$, при котором A_1 имеет максимум на экспери-

ментальной кривой, можно определить по амплитуде сигнала абсорбции во втором датчике (кривая *2* рис. 6.3). Как было показано (§ 2.2), в однородном поле амплитуда этого сигнала первый раз обращается в нуль при $\Theta = 1{,}57$. Величина H_1 пропорциональна напряжению U на контуре, т. е. угол Θ пропорционален U. Зная, что $\Theta = 1{,}57$ соответствует $U = 15$ *мв*, можно определить $\Theta_{опт}$, соответствующее максимуму сигнала абсорбции. В этом случае $U = 21$ *мв*, т. е. $\Theta_{опт} = 2{,}2$. Расхождение с теоретической величиной меньше 7%.

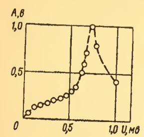


Рис. 7.3. Экспериментальная зависимость амплитуды сигнала ядерного резонанса от напряженности осциллирующего поля при использовании автодинного детектора.

Зависимость сигнала абсорбции от напряжения генерации при детектировании автодинной схемой представлена на рис. 7.3. Максимум является гораздо более резким, чем в теоретической зависимости. Оценка оптимального угла нутации способом, применяемым выше, показала, что в этом случае $\Theta_{опт} = 0{,}7$, т. е. в 3 раза меньше теоретической величины. Это показывает, что при автодинном детектировании максимум сигнала обусловлен не максимумом величины $\overline{M}_y$ в датчике, а изменением чувствительности схемы.

Зависимость амплитуды сигнала от напряженности и неоднородности поля в датчике. Согласно выражению (5.3) амплитуда сигнала пропорциональна напряженности поля $H_а$ в датчике, если выполняется условие $H_а \ll H_п$, или при $H_а \approx H_п$, если $\gamma^2 H_1^2 T_{1н} T_{2н} \gg 1$ и $\frac{v_а}{qT_1} \ll 1$. Обычно выполняются оба эти требования, т. е. теоретически при постоянной чувствительности схемы детектора величина A пропорциональна $H_а$.

Рассмотрим зависимость амплитуды сигнала от неоднородности поля $H_а$. Экспериментально установлено, что сигнал имеет большую амплитуду, если градиент поля $H_а$ направлен поперек течения жидкости. При этом влияние неоднородности поля сказывается в уменьшении эффектив-

ного поперечного времени релаксации жидкости, вызванном расфазировкой прецессирующих магнитных моментов ядер, проходящих датчик в разных частях сечения.

Известно, что в датчике с неподвижным рабочим веществом наличие в объеме датчика неоднородности поля ΔH уменьшает поперечное время релаксации до величины $T_2^* = \frac{2}{\gamma \Delta H}$. Так как процесс расфазировки магнитных моментов ядер, прецессирующих в неоднородном поле, не искажается движением ядер в направлении поперек градиента поля, то в проточном датчике при наличии неоднородности поля поперек струи время релаксации $T_{2\text{н}} \approx \frac{2}{\gamma \Delta H_{\perp}}$ (это справедливо при отсутствии поперечного перемешивания жидкости в струе, что подтвердилось результатами эксперимента, описанного в § 2.2).

Таким образом, выражение для амплитуды сигнала в неоднородном поле можно получить, подставив в выражение (5.3) $T_{2\text{н}} = \frac{2}{\gamma \Delta H_{\perp}}$. Исследование полученного при этом выражения, приведенное в приложении 3, показало, что амплитуда сигнала равна 0,7 $A_\text{м}$ при выполнении условий $\frac{v_\text{a} \gamma \Delta H_{\perp}}{4q} \ll 1$ и $\frac{v_\text{a}}{q} \gamma H_1 \approx 2{,}33$ (эти условия соответствуют случаю малой неоднородности поля).

С увеличением неоднородности поля оптимальная амплитуда осциллирующего поля растет, а амплитуда сигнала при $\frac{v_\text{a} \gamma \Delta H_{\perp}}{4q} > 1$ с ошибкой менее 10% равна

$$A = \frac{A_\text{м}}{(v_\text{a} \gamma \Delta H_{\perp} / 4q) + 1}, \qquad (13.3)$$

т. е. в неоднородном поле амплитуда сигнала обратно пропорциональна градиенту.

Экспериментальная проверка зависимости (13.3) была произведена на установке, изображенной на рис. 2.3, с датчиком объемом 0,03 *см*³ (см. рис. 3*а*. 3). Диаметр датчика $d = 0{,}3$ *см*, расход жидкости $q = 47$ *см*³/*сек*.

В табл. 1.3 приведены отношения сигнала к шуму при нескольких значениях напряженности и градиента поля. Градиент поля определялся по изменению напряженности поля при сдвиге датчика на 1 *см* в направлении градиента.

Та лица 1.3

$A \mid A_м$	10	15	10	10	15	15	10
$H_а$, *э*	4	10	30	60	70	120	180
grad $H_а$, $\frac{э}{см}$	0,1	0,5	5	17	8	15	35
$\frac{\mathrm{grad}\, H_а}{H_а}$, %	2,5	5	15	28	14	12	20

Непосредственно из этой таблицы трудно судить о зависимости A от $H_а$ и grad $H_а$, так как переменными являются одновременно обе величины, но из нее видно, что достаточно хороший сигнал получается в поле напряженностью от 4 *э* и выше, а также в поле с относительной неоднородностью до 28% на 1 *см*.

Для проверки выражения (13.3) из данных табл. 1.3 была составлена табл. 2.3.

Таблица 2.3

A	75	45	10	6,4	3,75	1,67
grad $H_а$	0,1	0,5	5	8	15	35
$A(a+1)$	84	74	74	72	76	76,5

В первой строке приведены в относительных единицах значения амплитуды сигнала A при поле $H_а = 30$ *э*, полученные из третьей строки табл. 1.3 в предположении, что амплитуда шумов не зависит от напряженности поля $H_а$, а амплитуда сигнала ей пропорциональна. В третьей строке табл. 2.3 приведены величины произведения амплитуды сигнала A на $(a + 1)$, где $a = \frac{v_а}{4q}\gamma \cdot d\, \mathrm{grad}\, H_а \approx 1{,}28\, \mathrm{grad}\, H_а$. График зависимости A (сплошная кривая) и $A\ (a + 1)$ (пунктирная кривая) от неоднородности поля в датчике

построен на рис. 8.3. Пунктирная прямая при grad $H_0 > 1$ идет параллельно оси абсцисс, т. е. при grad $H_a > 1$ *э/см* или $a > 1{,}3$ амплитуда сигнала $A \sim (a + 1)^{-1}$, что соответствует выражению (13.3).

В результате исследования амплитуды сигнала ядерного резонанса можно сделать следующие выводы:

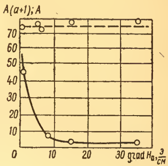


Рис. 8.3. Зависимость амплитуды сигнала от неоднородности поля в датчике:

——— — зависимость A от grad H_a; — — — — — зависимость $A\ (a+1)$ от grad H_a.

1) зависимость амплитуды сигнала от параметров датчика удовлетворительно описывается выражением (5.3);

2) с увеличением объема датчика амплитуда сигнала растет, хороший сигнал получается при объеме датчика 0,03 *см*³;

3) при выполнении условий полной предварительной поляризации $\gamma^2 H_1^2 T_{1н} T_{2н} \gg 1$; $\frac{v_а}{qT_{2н}} > 4$ и $\frac{H_а}{H_п} \cdot \frac{v_а}{qT_1} \ll 1$, амплитуда сигнала пропорциональна расходу жидкости и не зависит от T_1;

4) с увеличением напряженности осциллирующего поля H_1 амплитуда сигнала растет до некоторой оптимальной напряженности $H_1 = \frac{2{,}36\,q}{\gamma v_а}$, при которой угол нутации намагниченности ядер, прошедших датчик, равен $\frac{3\pi}{4}$. Если схема детектора меняет свою чувствительность с ростом H_1, то это соответственно сдвигает оптимальную величину H_1;

5) с изменением неоднородности поля в объеме датчика ΔH амплитуда сигнала при $\Delta H \gg \frac{4q}{\gamma \Delta H_а}$ обратно пропорциональна ΔH, а при $\Delta H \ll \frac{4q}{\gamma v_а}$ от нее не зависит. Удовлетворительный сигнал наблюдается при относительной неоднородности до 20—30% на сантиметр;

6) амплитуда сигнала пропорциональна напряженности поля в датчике. Удовлетворительный сигнал при объеме датчика 0,03 *см*³ наблюдается в поле напряженностью от 4 *э* и выше.

Ширина сигнала абсорбции. Ширину сигнала абсорбции определяют несколько различных факторов. «Естественная ширина линии ядерного резонанса» определяется суммарной вероятностью переориентации ядер в датчике. Это минимальная возможная ширина сигнала, которой можно достигнуть при отсутствии всех других факторов. Ширина сигнала возрастает с увеличением глубины и частоты модуляции внешнего магнитного поля, с увеличением неоднородности внешнего поля в объеме датчика. При использовании радиочастотного контура с высокой добротностью имеется также так называемое радиационное уширение линии ядерного резонанса. В проточном датчике кроме перечисленных выше обычных причин уширения сигнала имеются так называемое аппаратурное уширение и уширение из-за конечного времени пребывания ядер в объеме датчика. Они рассмотрены в гл. 4. Оценим естественную ширину линии ядерного резонанса в проточном датчике.

Из выражения (1.3) амплитуда сигнала абсорбции пропорциональна усредненной по объему датчика компоненте M_y намагниченности ядер. Эта величина максимальна, когда частота осциллирующего поля в датчике равна частоте прецессии ядер. Если между этими частотами имеется некоторый сдвиг $\Delta\omega$, то величина $\overline{M}_y$ уменьшается с увеличением $\Delta\omega$. Сдвиг частот, при котором $\overline{M}_y$ равна половине максимальной величины, является полушириной линии ядерного резонанса на полувысоте. Для определения этой величины необходимо найти зависимость $\overline{M}_y$ от расстройки. Закон изменения проекции M_y намагниченности ядер в однородном внешнем поле под действием осциллирующего поля при наличии расстройки $\Delta\omega$ описывается выражением

$$M_y = -\frac{M_{\text{п}}}{\sqrt{\frac{\Delta\omega^2}{\gamma^2 H_1^2}+1}} e^{-\frac{t}{T}} \sin\sqrt{\gamma^2 H_1^2 + \Delta\omega^2}\, t, \qquad (14.3)$$

где H_1 — половина амплитуды осциллирующего поля; T — время релаксации жидкости (в однородном внешнем поле $T_{1\text{н}} \approx T_{2\text{н}}$). Это выражение получено в приложении 4 как результат решения системы уравнений, описывающих изменение намагниченности ядер под действием вращающегося магнитного поля во вращающейся системе координат при $\Delta\omega \neq 0$ и $T_{1\text{н}} = T_{2\text{н}} = T$.

Зависимость (14.3) описывает изменение величины M_y вдоль струи, если координата x, отсчитываемая от начала датчика вдоль струи, связана со временем: $x = tW$, где W — скорость течения жидкости. Для усреднения величины M_y по объему датчика необходимо проинтегрировать выражение (14.3) по t в пределах от 0 до $\frac{l_a}{W}$. При этом

$$\overline{M}_y = -\frac{M_п}{\gamma H_1 \frac{l_a}{W}\left(1+\frac{1}{T^2\gamma^2 H_1^2}+\frac{\Delta\omega^2}{\gamma^2 H_1^2}\right)}\left[1 - e^{-\frac{l_a}{WT}} \times \right.$$

$$\left. \times \left(\cos\frac{l_a}{W}\sqrt{\gamma^2 H_1^2+\Delta\omega^2} + \frac{\sin\frac{l_a}{W}\sqrt{\gamma^2 H_1^2+\Delta\omega^2}}{T\sqrt{\gamma^2 H_1^2+\Delta\omega^2}}\right)\right]. \qquad (15.3)$$

В это выражение кроме $\Delta\omega$ входит величина H_1, которую можно устанавливать произвольно. Наиболее целесообразно выбрать величину H_1, пользуясь условием (9.3), обеспечивающим максимальную величину $\overline{M}$ при точной настройке на резонанс, т. е. $H_1 = \frac{3\pi W}{4\gamma l_a}$. Так как обычно $\frac{l_a}{W} \ll T$, то выполняется неравенство $\gamma H_1 T \gg 1$. При этом уширение из-за спин-спинового и спин-решеточного взаимодействия пренебрежимо мало, и выражение (15.3) имеет вид

$$\overline{M}_y = -\frac{M_п}{\frac{3\pi}{4}\left(1+\frac{\Delta\omega^2}{\gamma^2 H_1^2}\right)}\left(1-\cos\frac{3\pi}{4}\sqrt{1+\frac{\Delta\omega^2}{\gamma^2 H_1^2}}\right). \qquad (16.3)$$

Эта зависимость изображена на рис. 9.3. Из рисунка видно, что $\frac{\overline{M}_y}{M_п}$ уменьшается в 2 раза при расстройке $\Delta\omega = 1{,}1\gamma H_1$, откуда естественная ширина линии ядерного резонанса на полувысоте при оптимальной амплитуде осциллирующего поля

$$\delta\omega_a = 2{,}2\gamma H_1. \qquad (17.3)$$

Такая естественная ширина линии может наблюдаться лишь при детектировании сигнала с использованием мостовых схем. Автодинные схемы обычно имеют максимальную чувствительность при малой амплитуде генерации, поэтому при работе с ними оптимальная амплитуда осциллирующего поля значительно меньше величины, определяемой выражением (9.3), и вызванное ею уширение линии невелико.

Оценим уширение из-за конечного времени пребывания ядер в датчике. При прохождении ядер через датчик на них фактически действует импульс резонансного осциллирующего поля, форма импульса зависит от топографии поля катушки датчика, длительность определяется величиной $\frac{v_a}{q}$, где v_a — объем жидкости в катушке, а q — расход жидкости. Например, если осциллирующее поле одинаково в объеме v_a, а за его пределами резко уменьшается, то импульс имеет прямоугольную форму. При этом на ядра вместо основной частоты осциллирующего поля действует непрерывный спектр частот, имеющий полуширину на полувысоте, равную $\frac{q}{v_a}$ *гц*. Это вызывает соответствующее уширение линии ядерного резонанса, пропорциональное расходу жидкости.

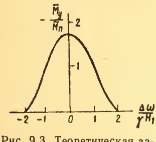


Рис. 9.3. Теоретическая зависимость амплитуды сигнала абсорбции от расстройки частоты.

Как будет показано в гл. 4, так называемое аппаратурное уширение, которое присутствует в датчиках некоторых конструкций, также связано с движением ядер и имеет величину порядка $\frac{q}{v_a}$ *гц*, т. е. уширение сигнала, вызванное движением ядер через датчик, определяется выражением

$$\delta\omega = k\frac{q}{v_a}, \qquad (18.3)$$

где k — численный коэффициент, зависящий от геометрии катушки датчика.

Рассмотренные причины уширения линии ядерного резонанса играют роль только при достаточно однородном внешнем поле, т. е. если его неоднородность в пределах датчика $\Delta H \ll \frac{q}{\gamma v_a}$. В противном случае ширина линии ядерного резонанса определяется неоднородностью поля в датчике.

Для экспериментального исследования ширины линии ядерного резонанса была использована установка, изображенная на рис. 2.3. Она содержала панцирный поляризующий магнит с напряженностью поля 10 000 *э* и объемом камеры 400 $см^3$ и соединительную трубку диаметром 0,4

и длиной 100 *см*. Датчик приведен на рис. 3*а*. 3. Рабочим веществом служила вода, поступающая из водопровода. Резонанс наблюдался при поле напряженностью около 10 *э* в схеме автодинного детектора [59].

Ширина сигнала ядерной абсорбции определяется установленной глубиной низкочастотной модуляции внешнего поля. Максимум второй гармоники сигнала (с частотой, равной удвоенной частоте модулирующего поля) получается при точном резонансе, когда глубина модуляции равна ширине линии поглощения, а первая гармоника (с частотой, равной частоте модуляции поля) имеет два максимума в противофазах, отстоящие друг от друга на величину глубины модуляции, причем максимальная амплитуда сигнала наблюдается при глубине модуляции, большей или равной полуширине линии поглощения.

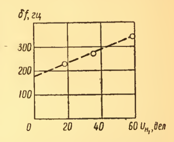


Рис. 10.3. Экспериментальная зависимость ширины сигнала ядерной абсорбции от напряженности осциллирующего поля.

Таким образом, для измерения полуширины линии ядерного резонанса следует установить минимальную глубину модуляции внешнего поля, при которой амплитуда первой гармоники сигнала еще максимальна, подобрать и измерить частоту осциллирующего поля, при которой наблюдается максимум сигнала, затем сдвинуть частоту до появления максимального сигнала в противофазе и снова ее измерить. Разница частот в герцах равна полуширине линии $\delta f_а$.

Зависимость измеренной таким образом величины δf в однородном внешнем поле от напряженности осциллирующего поля представлена на рис. 10.3. Максимальное напряжение соответствует оптимальной амплитуде генерации использованной автодинной схемы. Из рисунка видно, что при использовании автодинного детектора, как и предполагалось, максимальное уширение, вызванное осциллирующим полем, составляет не более 30% от полуширины линии при $U_{н1} = 0$, которая равна 180 *гц*.

Неоднородность поля в объеме датчика была порядка 0,001 *э*, т. е. вызванный ею вклад в ширину линии не превышает 4—5 *гц*.

Отсутствие заметного радиационного уширения подтверждалось наблюдаемой формой сигнала. Следовательно, ширина сигнала при $U_{н1} = 0$ обусловлена аппаратурным эффектом и конечным временем прохождения ядер через датчик.

Объем датчика $v_а = 0{,}028$ *см³*, расход $q = 40$ *см³/сек*. Зная эти данные, можно определить коэффициент пропорциональности k между величиной суммарной ширины сигнала δf, обусловленной движением ядер через датчик, и $\frac{q}{v_а}$. В случае цилиндрического проточного датчика получается $k = 0{,}125$, т. е. $\delta f = 0{,}125 \frac{q}{v_а}$ *гц*.

Для определения зависимости ширины линии от неоднородности поля в объеме датчика был поставлен следующий эксперимент. В поле с известной неоднородностью детектировалась первая гармоника сигнала, напряженность поля устанавливалась на точный резонанс (нулевую амплитуду сигнала). После этого датчик сдвигали в направлении максимального градиента до тех пор, пока не появлялся сигнал максимальной амплитуды в фазе с модуляцией, затем датчик сдвигали в противоположном направлении до появления максимального сигнала в противофазе. На пути движения датчика поле имело постоянный градиент, поэтому полуширина линии поглощения ядер $\delta\omega_а = \gamma \operatorname{grad} H_0 \Delta l$, где Δl — расстояние между положениями датчика, в которых наблюдались максимумы сигналов в противофазе. Во всех случаях при оптимальной глубине модуляции это расстояние было приблизительно равно половине линейного размера датчика: $\Delta l \approx \frac{d_а}{2}$.

Таким образом, $\delta\omega_а = \gamma \operatorname{grad} H_0 \frac{d_а}{2}$, т. е. ширина линии ядерного резонанса в неоднородном поле равна неоднородности поля в объеме датчика.

§ 2.3. Сигнал ядерной индукции

Для наблюдения сигнала ядерной индукции обычно используется двухкатушечный метод, предложенный Блохом, Хансеном и Паккардом [76, 77]. В этом методе поворот намагниченности и наблюдение сигнала, наводимого в контуре прецессирующими ядрами, производятся с помощью разных катушек: передающей, подключенной к генератору

радиочастоты, и приемной, выход которой подключен к высокочувствительному усилителю.

Наиболее важной проблемой в таких датчиках является развязывание приемной и передающей катушек, чтобы возбужденное в передающей катушке поворачивающее резонансное осциллирующее магнитное поле не наводило значительной э. д. с. в приемной катушке. В противном случае э. д. с., вызываемую прецессирующей намагниченностью

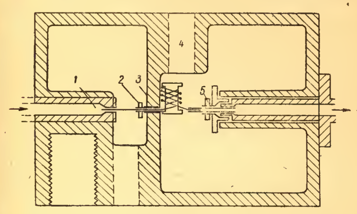


Рис. 11.3. Схема проточного датчика ядерной индукции:
1 — входная трубка; *2* — передающая катушка; *3* — изолирующая стенка; *4* — разъем кабеля приемной катушки; *5* — приемная катушка.

ядер, трудно измерять на фоне наводки. Для этой цели оси катушек располагают под углом 90°, регулируют направление магнитного потока передающей катушки различными механическими устройствами, а также используют электронную компенсацию [76, 77, 88—91]. Задача значительно упрощается при использовании метода индукции для регистрации сигнала ядерного резонанса в проточном датчике, так как в этом случае передающую и приемную катушки можно разнести в пространстве и тщательно заэкранировать друг от друга. Такой датчик был впервые сконструирован Шерманом [4, 5]. Схема датчика приведена на рис. 11.3. Он выполнен в виде камеры из алюминия, имеющей отделения для передающей и приемной катушек с их подстроечными емкостями. Жидкость втекает в камеру по полиэтиленовой трубке *1* с внутренним диаметром 0,275 *мм* и внешним диаметром 0,6 *мм*. Трубка проходит через передающую

катушку *2* и изолирующую стенку *3* в отделение, где расположена приемная катушка *5*, проходит через последнюю и подводится к штуцеру для стока жидкости. В описываемой конструкции предусмотрена возможность изменения длины трубки между передающей и приемной катушками в целях выяснения ее влияния. Передающая катушка имеет 20 витков медного провода диаметром 0,055 *мм*, намотанных на каркас диаметром 1 *мм*. Ее добротность равна 26 при частоте 15 *Мгц*. Приемная катушка имеет 15 витков медного провода диаметром 0,082 *мм*, намотанного на каркас диаметром 1,4 *мм*. Ее добротность равна 33 при частоте 15 *Мгц*. Обе катушки согласованы с коаксиальными линиями с помощью специальных емкостных подстроечных цепей. Камера помещалась в межполюсное пространство магнита с диаметром полюсов 30 *см*, зазором 4,4 *см* и напряженностью магнитного поля около 3500 *э*. Для получения сигнала ядерного резонанса в передающей катушке возбуждалось осциллирующее магнитное поле частотой 15 *Мгц*, и напряженность магнитного поля медленно менялась.

В момент прохождения полем резонансного значения на выходе детектирующей системы появлялся сигнал ядерной индукции. Наиболее интересным результатом, полученным в этом эксперименте, явилось то, что частота э. д. с., индуцируемой прецессирующей намагниченностью ядер в приемной катушке, не равна частоте прецессии ядер, а равна частоте осциллирующего магнитного поля в передающей катушке. Этот на первый взгляд парадоксальный факт легко объясняется при элементарном рассмотрении процессов в датчике.

Известно, что осциллирующее магнитное поле эквивалентно сумме двух полей половинной амплитуды, вращающихся в противоположных направлениях. При ядерном резонансе активной является компонента, вращающаяся в одинаковом направлении с прецессирующими магнитными моментами ядер. Если частота вращающегося поля в точности равна частоте ларморовской прецессии ядер, то происходит поворот величины намагниченности ядер в плоскости, расположенной нормально к вектору вращающегося поля, т. е. фаза прецессирующейся намагниченности отличается на $\frac{\pi}{2}$ от фазы вращающегося поля. В более общем случае, когда частоты вращающегося поля и ядер отли-

чаются на величину $\Delta\omega$, то после отклонения намагниченности вращающимся полем его фаза может отличаться от фазы вращающегося поля на некоторую величину $\Delta\varphi$, которая зависит от величин $\Delta\omega$, H_1 и τ, где H_1 — величина вектора вращающегося поля, а τ — время действия поля H_1 на ядра. Если на передающую катушку подается переменное напряжение с частотой ω_0, то фаза вращающегося поля меняется со временем t по закону $\varphi = \omega_0 t$, при этом фаза намагниченности ядер в жидкости, вытекающей из передающей катушки, в момент времени t имеет величину $\varphi_1 = \omega_0 t + \Delta\varphi$. Величина $\Delta\varphi$ не зависит от времени.

При дальнейшем течении жидкости фаза прецессирующей намагниченности меняется с частотой ларморовской прецессии ядер. Если на пути ядер между передающей и приемной катушками магнитное поле меняется по закону $H(x)$ (координата x отсчитывается от конца передающей катушки вдоль струи жидкости), то фаза намагниченности в жидкости, втекающей в приемную катушку, будет иметь величину

$$\varphi_1 = \omega_0 t + \Delta\varphi + \int_0^l [\gamma H(x) - \omega_0] \frac{dx}{W}, \qquad (19.3)$$

где l — расстояние между катушками; W — скорость жидкости. Частота э. д. с., наводимой ядрами в приемной катушке, равна частоте вращения намагниченности ядер. В выражении для φ_1 от времени зависит только первый член, т. е. $\omega = \omega_0$.

Амплитуда э. д. с. индукции ядер пропорциональна величине $\cos(\varphi_1 + \alpha)$, где α — некоторый фазовый угол, зависящий от угла между осями передающей и приемной катушек. Величина φ_1 меняется по длине приемной катушки, поэтому для нахождения выражения амплитуды сигнала индукции необходимо произвести интегрирование

$$A\varphi_{1l} = \frac{k}{\varphi_{1L}} \int_{\varphi_{1l}}^{\varphi_{1L}} \cos(\varphi_1 + \alpha)\, d\varphi_1 = \frac{\sin(\varphi_{1L} + \alpha) - \sin(\varphi_{1l} + \alpha)}{\varphi_{1l} - \varphi_{1L}}, \qquad (20.3)$$

где φ_{1l} и $\varphi_1{}^L$ — значения величины φ_1 в начале и в конце приемной катушки в момент наблюдения сигнала; k — коэффициент пропорциональности. Используя выраже-

ние (19.3), имеем

$$\varphi_{1l}=\omega_0 t+\Delta\varphi+\int\limits_0^l [\gamma H(x)-\omega_0]\frac{dx}{W}=\omega_0 t+\Delta\varphi+(\gamma\overline{H}_l-\omega_0)\frac{l}{W}\ ; \quad (21.3)$$

$$\varphi_{1L}=\omega_0 t+\Delta\varphi+\int\limits_0^{l+L} [\gamma H(x)-\omega_0]\frac{dx}{W}=$$
$$=\omega_0 t+\Delta\varphi+(\gamma\overline{H}_l-\omega_0)\frac{l}{W}+(\gamma\overline{H}_L-\omega_0)\frac{L}{W}\ , \quad (22.3)$$

где L — длина приемной катушки; $\overline{H}_l$ — средняя напряженность магнитного поля на расстоянии l; $\overline{H}_L$ — средняя напряженность магнитного поля в приемной катушке.

Подставив эти значения в выражение (20.3) и произведя тригонометрические преобразования, получим зависимость э. д. с. ядерной индукции от различных параметров устройства

$$A=2k\cos\left(\omega_0 t+\Delta\varphi+\gamma\overline{H}_l\frac{l}{W}+\gamma\overline{H}_L\frac{L}{2W}-\right.$$
$$\left.-\omega_0\frac{l+\frac{L}{2}}{W}\right)\frac{\sin(\gamma\overline{H}_L-\omega_0)\frac{L}{2W}}{(\gamma\overline{H}_L-\omega_0)\frac{L}{2W}}\ . \quad (23.3)$$

В эксперименте, описанном Шерманом, использован магнит с высокооднородным полем, т. е. $\overline{H}_L=\overline{H}_l=H$, кроме того, частота ω_0 близка к частоте прецессии ядер в передающей катушке $\Delta\varphi=\frac{\pi}{2}$. Тогда выражение (23.3) упрощается

$$A=2k\sin\left[\omega_0 t+(\gamma H-\omega_0)\frac{l+\frac{L}{2}}{W}\right]\frac{\sin(\gamma H-\omega_0)\frac{L}{2W}}{(\gamma H-\omega_0)\frac{L}{2W}}\ . \quad (24.3)$$

Обычно при наблюдении сигнала ядерного резонанса разделяют сигнал, возникающий в фазе с напряжением в передающей катушке, называемый сигналом дисперсии, и сигнал, возникающий в квадратуре с ним, называемый сигналом абсорбции. Шерман наблюдал сигнал абсорбции, ампли-

туда которого из выражения (24.3) пропорциональна величине

$$\cos\left[(\gamma H-\omega_0)\frac{l+\frac{L}{2}}{W}\right]\frac{\sin(\gamma H-\omega_0)\frac{L}{2W}}{(\gamma H-\omega_0)\frac{L}{2W}}. \qquad (25.3)$$

Экспериментальная зависимость сигнала ядерной индукции от напряженности поля магнита H приведена на рис. 12.3. Одно деление по оси абсцисс соответствует изменению поля на 0,0425 *э* или в единицах частоты протонного резонанса 180 *гц*. Сигнал состоит из серии осцилляций с периодом, равным 30 *гц*. В одно деление на графике укладывается 6 периодов сигнала. Такой вид сигнала обусловлен первым множителем выражения (25.3). Из этого множителя частота осцилляции должна быть равна величине $\frac{1}{\frac{l}{W}+\frac{L}{2W}}$, которая при условиях эксперимента равна 33 *гц*. Расхождение находится в пределах ошибки измерений. Огибающая сигнала определяется вторым сомножителем выражения (25.3), откуда ширина максимума огибающей сигнала между точками обращения сигнала в нуль должна быть равна $\frac{2W}{L}$ *гц*. При условиях эксперимента величина $\frac{2W}{L}$ составляет 360 *гц*. На рис. 12.3 ширина максимума огибающей сигнала примерно равна двум делениям, что как раз соответствует теоретической величине. Практически спад огибающей сигнала происходит более быстро, чем следует из выражения (25.3). Это можно объяснить неоднородностью эпюры скоростей жидкости по сечению трубки. Более быстрый спад огибающей сигнала можно получить, используя модуляцию скорости потока жидкости. Сигнал ядерного

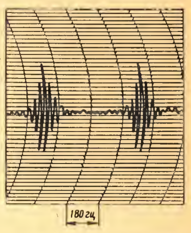


Рис. 12.3. Экспериментальная форма сигнала ядерной индукции в проточном датчике при $\frac{l}{W}=0{,}03$ *сек*

резонанса без модуляции потока при величине $\frac{l}{W} = 0{,}1$ *сек* представлен на рис. 13*а*.3; тот же сигнал с модуляцией потока — на рис. 13*б*.3. Частота модуляции равна 1,5 *гц*, отношение максимальной и минимальной скоростей равно двум. Отношение амплитуды центрального пика к амплитудам первых боковых пиков в случае рис. 13*а*.3, составляет 1,35, а в случае рис. 13*б*.3—2,6, т. е. при модуляции потока центральный пик выделяется гораздо резче. Наиболее узкая линия ядерного резонанса, полученная на описываемой установке, показана на рис. 14.3. Ширина центрального

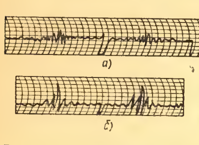


Рис. 13.3. Экспериментальная форма сигнала ядерной индукции в проточном датчике при $\frac{l}{W} = 0{,}1$ *сек*:
а — без модуляции потока; *б* — с модуляцией потока.

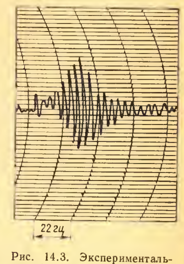


Рис. 14.3. Экспериментальная форма сигнала ядерной индукции в проточном датчике при $\frac{l}{W} = 0{,}244$ *сек*.

пика составляет 1,4 *гц*, т. е. в относительных единицах 10^{-7}. Этот результат получен при длине трубки, соединяющей передающую и приемную катушки $l = 10$ *см* и $\frac{l}{W} = 0{,}244$ *сек*. Дальнейшее увеличение времени прохождения ядер между катушками вызывает значительное падение отношения сигнала к шуму. Графики огибающих двух сигналов ядерного резонанса при $\frac{l}{W} = 0{,}1$ *сек* представлены на рис. 15.3. Симметричная кривая *1* была получена, когда датчик находился в наиболее однородной части поля магнита. Асимметричная кривая *2* получилась, когда

поле имело градиент 0,7 *э/см*. Соединительная трубка l находилась от приемной катушки на расстоянии 0,5 *см*, т. е. в поле, отличном от поля в приемной катушке на 0,35 *э* (150 *гц*).

Проточный датчик ядерной индукции был использован Ф. И. Скриповым для измерения магнитного поля Земли [13]. В этой установке жидкость поляризовалась, протекая через полость, помещенную внутрь системы катушек Гельмгольца, затем она протекала через передающую катушку, где под действием резонансного осциллирующего магнитного поля намагниченность ядер отклонялась на угол порядка 90° от направления измеряемого поля, и поступала в приемную катушку, где прецессирующая намагниченность ядер наводила э. д. с. свободной ядерной индукции.

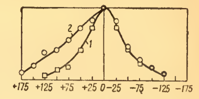


Рис. 15.3. Экспериментальная форма сигнала ядерной индукции в проточном датчике с $\frac{l}{W} = 0{,}1$ *сек*:

1 — поле однородно; *2* — поле с grad $H = 0{,}7$ *э/см*.

Расчетные амплитудно-частотные и частотно-фазовые характеристики такого устройства [61] имеют вид

$$\frac{A(\delta\omega)}{B(0)} = \sqrt{\frac{1+\dfrac{2e^{-\frac{\tau_{п}}{T_2}}}{\left(1-e^{-\frac{\tau_{п}}{T_2}}\right)^2}(1-\cos\tau_{п}\,\delta\omega)}{(1+T_2\delta\omega)^2}}\,; \qquad (26.3)$$

$$\Phi = \frac{1-\cos\gamma H_1\tau_{ф}}{\gamma H_1 \sin\gamma H_1\tau_{ф}} + \delta\omega\tau_{с} + \operatorname{arctg} T_2\delta\omega - $$

$$- \operatorname{arctg}\frac{e^{-\frac{\tau_{п}}{T_2}}\sin\delta\omega\tau_{п}}{1-e^{-\frac{\tau_{п}}{T_2}}\cos\delta\omega\tau_{п}}\,, \qquad (27.3)$$

где A — амплитуда сигнала; Φ — его фаза; $\delta\omega = \omega_0 - \omega$ — расстройка частоты ω осциллирующего поля в передающей катушке по отношению к резонансной частоте; γ — гиромагнитное отношение; H_1 — полуамплитуда радиочастотного поля в передающей катушке; T_2 — время поперечной релаксации; $\tau_{ф}$, $\tau_{с}$ и $\tau_{п}$ — времена протекания через

поле H_1, соединительную трубку и приемную катушку соответственно. Эти зависимости даны графически для различных величин отношения $\frac{\tau_п}{T_2}$ на рис. 16.3 и 17.3. Зависимость полуширины сигнала на полувысоте от величины $\frac{\tau_п}{T_2}$, полученная из графика рис. 16.3, приведена на рис. 18.3.

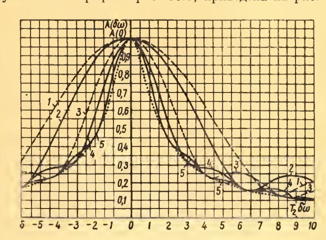


Рис. 16.3. Теоретическая зависимость амплитуды сигнала ядерной индукции в проточном датчике от частоты осциллирующего поля в передающей катушке:

$1 - \frac{\tau_п}{T_2} = 0{,}8$; $2 - \frac{\tau_п}{T_2} = 1$; $3 - \frac{\tau_п}{T_2} = 1{,}5$; $4 - \frac{\tau_п}{T_2} = 2$; $5 - \frac{\tau_п}{T_2} = 3$; $\cdots - \frac{\tau_п}{T_2} \to \infty$.

Эти величины дают представление о характере уширения линии ядерного резонанса при увеличении скорости течения жидкости через датчик и о связанных с этим фазовых сдвигах напряжения сигнала ядерного резонанса относительно напряжения в передающей катушке.

Для точных измерений магнитного поля на передающую катушку подавалось напряжение не от внешнего генератора, а с выхода усилительного устройства, подключенного к приемной катушке. Такая система способна самовозбуждаться с частотой, близкой к частоте прецессии ядер в передающей и приемной катушках. Для того чтобы поля-

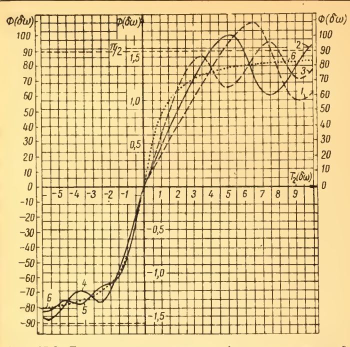


Рис. 17.3. Теоретическая зависимость фазы сигнала ядерной индукции в проточном датчике от частоты осциллирующего поля в передающей катушке:

$1 - \frac{\tau_п}{T_2} = 0,8;$ $2 - \frac{\tau_п}{T_2} = 1;$

$3 - \frac{\tau_п}{T_2} = 1,5;$ $4 - \frac{\tau_п}{T_2} = 2;$ $5 - \frac{\tau_п}{T_2} = 3;$ $6 - \frac{\tau_п}{T_2} \to \infty.$

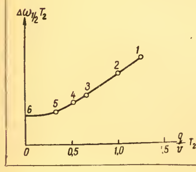


Рис. 18.3. Теоретическая зависимость ширины сигнала ядерной индукции в проточном датчике от скорости протекания жидкости через датчик.

ризующее поле не искажало результатов измерений, в конструкции катушек Гельмгольца предусмотрена необходимость компенсации рассеянного поля в области расположения приемной катушки до величин порядка 10^{-6} *э*. Возможная точность измерений магнитного поля Земли с помощью такой системы Ф. И. Скриповым не указана [61].

§ 3.3. Ядерно-резонансные генераторы

В предыдущих параграфах были рассмотрены два различных способа наблюдения сигнала ядерного резонанса. Для наблюдения сигнала абсорбции вещество, содержащее ядра с ориентированной по направлению внешнего поля намагниченностью, необходимо поместить в катушку радиочастотного контура и возбудить в ней осциллирующее магнитное поле, имеющее частоту, близкую к частоте прецессии ядер. При этом в результате обмена энергией ядер с осциллирующим магнитным полем из контура поглощается энергия, что вызывает падение его добротности, которое регистрируется.

Для наблюдения сигнала индукции в катушку контура необходимо поместить вещество с намагниченностью ядер, ориентированной поперек внешнего поля. Такое состояние вещества является неустойчивым, поэтому оно стремится перейти в устойчивое состояние с поперечной составляющей намагниченности, равной нулю, отдавая избыточную энергию контуру. В результате этого в контуре наводится э. д. с. ядерной индукции, а намагниченность ядер M уменьшается со временем релаксации

$$\tau_p = \frac{1}{2\pi\eta\gamma QM},$$

где η — коэффициент заполнения ядрами катушки контура; Q — добротность контура; γ — гиромагнитное отношение ядер. Это дополнительное затухание намагниченности ядер в результате излучения ядрами энергии в радиочастотный контур, впервые рассмотренное Бломбергеном и Паундом [92], было названо «радиационным затуханием» (radiation damping). Бломберген и Паунд отрицали возможность радиационного затухания при намагниченности ядер, ориентированной против внешнего поля.

Однако расчет, произведенный К. В. Владимирским

[93], показал, что радиационное затухание может наблюдаться и при отрицательной намагниченности ядер, если выполняется условие $T_2 > \tau_p$ (T_2 — поперечное время релаксации ядер).

Рассмотрим процесс возбуждения «мазера». Наличие в катушке радиочастотного контура ядер, имеющих ориентированную вдоль внешнего поля намагниченность, не вызывает в нем колебаний. Однако если контур настроен на частоту, близкую к частоте прецессии ядер, то в спектре его шумов большая доля принадлежит шумам с частотой прецессии ядер. Под влиянием этих шумов намагниченность будет несколько отклоняться от направления внешнего поля. При этом появляются поперечные составляющие намагниченности ядер, которые наводят э. д. с. в контуре. Если намагниченность ядер ориентирована по направлению внешнего поля, то эта наводимая э. д. с. возникает в противофазе с теми шумовыми флуктуациями, которые вызвали появление поперечных составляющих. Если намагниченность ориентирована против внешнего поля, то эта э. д. с. возникает в фазе и при достаточно высокой добротности контура вызывает еще большее отклонение намагниченности, что приводит к увеличению поперечных ее составляющих, а следовательно, к дальнейшему увеличению амплитуды колебаний в конутре.

Таким образом, если в однородное магнитное поле поместить контур с достаточно высокой добротностью и непрерывно вводить в него вещество с отрицательной поляризацией ядер, то в контуре возникнут колебания с частотой, близкой к частоте прецессии ядер. Такие системы по аналогии с молекулярным генератором Таунса [94] на пучке молекул аммиака были названы «мазерами на ядерном резонансе».

В настоящее время имеются два способа непрерывного получения ядер с отрицательной поляризацией (см. гл. 2): динамическая поляризация и инверсия намагниченности ядер в поляризованной проточной жидкости. На основе первого способа Абрагам, Кэмбриссон и Соломон [57] создали «мазер», в котором рабочим веществом служил водный раствор нитрозодисульфоната калия (соли Ферми). На основе проточного датчика ядерного резонанса «мазер» был создан французским ученым Бенуа [81]. Рассмотрим более подробно особенности функционирования «мазера» на ядерном резонансе.

Влияние поляризованных ядер на контур эквивалентно действию комплексной динамической магнитной восприимчивости $X = X' - iX''$, меняющей его индуктивность на величину $\Delta L = 4\pi\eta L X$, где L — индуктивность в отсутствие ядер.

Полное сопротивление такого контура

$$Z = r - \frac{i}{\omega C} + i\,\omega L\,[1 + 4\pi\eta\,(X' - iX'')], \qquad (28.3)$$

где r и C — активное сопротивление и емкость контура. Активная составляющая сопротивления

$$R = r - 4\pi\eta\omega L X'', \qquad (29.3)$$

реактивная составляющая сопротивления

$$X = \omega L - \frac{1}{\omega C} + 4\pi\eta\omega L X'. \qquad (30.3)$$

При выполнении условия баланса амплитуд

$$R = 0 \qquad (31.3)$$

и условия баланса фаз

$$X = 0 \qquad (32.3)$$

произойдет самовозбуждение системы.

Подставив формулу (29.3) в условие (31.3), а формулу (30.3) в (32.3), получим условия самовозбуждения в более развернутом виде

$$r + 4\pi\eta\omega L X'' = 0, \qquad (33.3)$$

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} + 4\pi\eta\omega L X' = 0. \qquad (34.3)$$

Выражения для X' и X'' при условии малого насыщения известны из теории Блоха. Для случая датчика с посторонней поляризацией в этих выражениях необходимо заменить $X_0\omega_0$ на $\gamma M_п$, где X_0 — статическая ядерная магнитная восприимчивость; ω_0 — частота прецессии ядер во внешнем поле; $M_п$ — вектор поляризации ядер, входящих в датчик. После такой замены эти выражения имеют вид

$$X'' = \frac{\gamma M_п T_2}{2\,[1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2]}\,; \qquad (35.3)$$

$$X' = \frac{\gamma M_п T_2^2\,(\omega - \omega_0)}{2\,[1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2]}\,. \qquad (36.3)$$

Подставив X″ из (35.3) в формулу (33.3), получим

$$\frac{2\pi\eta Q\gamma M T_2}{1+(\omega-\omega_0)^2T_2^2} = -1. \qquad (37.3)$$

Выражение (37.3) представляет собой условие работы «мазера», аналогичное полученному К. В. Владимирским [93], но с учетом эффекта затягивания, который состоит в том, что частота генерации «мазера» ω несколько отличается от частоты прецесси ядер ω_0. Определим величину этого эффекта.

Подставив X′ из выражения (36.3) в формулу (34.3), получим

$$\omega = \frac{\frac{1}{\sqrt{LC}}}{\sqrt{1-\frac{2\pi\eta\gamma M_{\text{п}} T_2^2(\omega-\omega_0)}{1+(\omega-\omega_0)^2T_2^2}}}. \qquad (38.3)$$

Так как частота колебаний в контуре, возбужденном ядрами, мало отличается от его собственной резонансной частоты $\omega_{\text{р}} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, то величина под корнем близка к 1, и выражение (38.3) можно упростить

$$\omega = \omega_{\text{р}}\left[1+\frac{\pi\eta\gamma M_{\text{п}} T_2^2(\omega-\omega_0)}{1+(\omega-\omega_0)^2T_2^2}\right]. \qquad (39.3)$$

Подставив в выражение (39.3) граничное значение $M_{\text{п}}$ из формулы (37.3), получим

$$\omega = \omega_{\text{р}}\left[1-\frac{T_2}{2Q}(\omega-\omega_0)\right]. \qquad (40.3)$$

Из выражения (40.3) можно получить отношение смещений частоты колебаний системы ядра — резонансный контур от резонансной частоты контура ($\omega-\omega_{\text{р}}$) и от ларморовской частоты прецессии ядер ($\omega-\omega_0$)

$$\frac{\omega-\omega_{\text{р}}}{\omega-\omega_0} = -\frac{\omega_{\text{р}}T_2}{2Q} = -K. \qquad (41.3)$$

Величина $\frac{\omega_{\text{р}}}{Q}$ представляет собой ширину на полувысоте резонансной кривой контура, а величина $\frac{2}{T_2^*}$ ширину линии поглощения ядер, т. е. коэффициент K равен отношению ширин резонансной кривой контура и линии ядерного резонанса.

Из формулы (41.3) можно найти зависимость смещений частоты $(\omega - \omega_p)$ и $(\omega - \omega_0)$ от $(\omega_p - \omega_0)$:

$$\omega - \omega_p = -\frac{K}{K+1}(\omega_p - \omega_0); \qquad (42.3)$$

$$\omega - \omega_0 = \frac{1}{K+1}(\omega_p - \omega_0). \qquad (43.3)$$

Полученные выражения полностью характеризуют эффект затягивания. Из них следует, что частота колебаний «мазера» является промежуточной между собственной частотой контура и частотой прецессии ядер. Если ширина линии ядерного резонанса значительно больше ширины резонансной кривой контура, т. е. $K \gg 1$, то частота генерации «мазера» близка к собственной частоте контура. Если линия ядерного резонанса у́же резонансной кривой контура, т. е. $K \ll 1$, то частота генерации «мазера» близка к частоте прецессии ядер.

Таким образом, при измерении с помощью «мазера» магнитного поля необходимо обеспечить узкую линию ядерного резонанса и использовать контур возможно меньшей добротности. Рассмотрим диапазон работы «мазера». Из выражения (37.3) можно определить максимальную разницу частоты колебаний «мазера» от частоты прецессии ядер при заданных параметрах установки:

$$\omega - \omega_0 = \frac{1}{T_2}\sqrt{2\pi\eta\gamma Q\,|M_п|\,T_2 - 1}. \qquad (44.3)$$

Более интересно знать максимальную расстройку собственной частоты контура от частоты прецессии ядер, при которой еще возможна работа «мазера». Для этого нужно, использовав зависимость (43.3), заменить в выражении (44.3) $(\omega - \omega_0)$ на $(\omega_p - \omega_0)$

$$\omega_p - \omega_0 = \left(\frac{\omega}{2Q} + \frac{1}{T_2}\right)\sqrt{2\pi\eta\gamma Q\,|M_п|\,T_2 - 1}\,. \qquad (45.3)$$

Выражение в скобках есть сумма полуширин резонансной кривой контура и линии ядерного резонанса. Из этой зависимости видно, что если выполняется условие $2\pi\eta\gamma Q\,|M_п|\,T_2 = 1$, т. е. $T_2 = \tau_p$, то самовозбуждение «мазера» может происходить только при равенстве собственной частоты контура и частоты прецессии ядер. В случае $2\pi\gamma\eta Q\,|M_п|\,T_2 > 1$ или $T_2 > \tau_p$ диапазон работы «мазера» увеличивается, при $T_2 \approx 5\,\tau_p$ он равен сумме ширины

резонансной кривой контура и линии поглощения ядер. Определим амплитуду колебаний в контуре A при точной настройке контура на частоту прецессии ядер. Если частота колебаний и индуктивность равны ω и L, то

$$A = \omega L I,$$

где I — ток в контуре; $I = \frac{E}{r}$, здесь E — э. д. с., наведенная в контуре прецессирующими магнитными моментами ядер, а r — активное сопротивление катушки.

Таким образом,

$$A = \frac{\omega L}{r} E = QE. \tag{46.3}$$

Напряженность вращающегося магнитного поля в катушке пропорциональна величине тока:

$$H_1 = \frac{LI}{2NS},$$

где N и S — число витков и сечение катушки. Выразив I через A, получим связь H_1 с амплитудой колебаний на контуре

$$H_1 = \frac{A}{2N\omega S}. \tag{47.3}$$

Магнитная индукция, создаваемая ядрами в катушке,

$$B = 4\pi M_{\perp} e^{i\omega t},$$

где $M_{\perp} e^{i\omega t}$ — составляющая магнитного момента ядер в датчике, направленная поперек внешнего поля.

Поток магнитной индукции через сечение катушки равен

$$\Phi = 4\pi\eta N S M_{\perp} e^{i\omega t},$$

здесь η — коэффициент заполнения. Амплитуда э. д. с., индуцируемой ядрами в контуре,

$$E = -\frac{d\Phi}{dt} = 4\pi\eta N S \omega M_{\perp} e^{i\omega t - \frac{\pi}{2}}. \tag{48.3}$$

Так как контур настроен в резонанс с частотой колебаний, то ток в контуре, а следовательно, и осциллирующее магнитное поле находятся в фазе с E. Согласно выражению (48.3) фаза э. д. с. отличается от фазы вращающегося магнитного момента на $\frac{\pi}{2}$, поэтому в этом выражении вместо

$M_\perp$ можно писать M_y, где M_y, как было условлено в § 1.3, означает поперечную составляющую величины намагниченности, вращающуюся в квадратуре с H_1. Осуществив эту замену и использовав зависимость (46.3), получим выражение для амплитуды колебаний в контуре

$$A = 4\pi\eta SNQ\omega M_y. \qquad (49.3)$$

Можно убедиться, что это выражение тождественно выражению (23) для амплитуды сигнала абсорбции, полученному в приложении 2. При детектировании сигнала абсорбции напряженность поля H_1, определяющая величину M_y в датчике, произвольно задается уровнем колебаний внешнего генератора, в случае «мазера» напряженность поля H_1 связана с напряжением колебаний, возбужденных в контуре самими ядрами. В обоих случаях зависимость M_y от H_1 и других параметров датчика определяется выражением (4.3), т. е. выражение для амплитуды сигнала ядерного резонанса (5.3) справедливо для амплитуды колебаний в контуре «мазера» A, если в него подставить величину напряженности вращающегося магнитного поля H_1, выраженную по формуле (47.3) через амплитуду A, при этом будем иметь в неявном виде зависимость A от параметров «мазера». Проделаем это для случая, когда выполняются условия (6.3) получения максимального сигнала ядерного резонанса. При этом зависимость амплитуды сигнала ядерного резонанса от H_1 определяется выражением (7.3):

$$A = 4\pi\eta NSQ\omega \,|\, M_{\text{п}} \,|\, \frac{1-\cos\gamma H_1\tau}{\gamma H_1\tau}, \qquad (50,3)$$

где $|\, M_{\text{п}} \,|$ — величина намагниченности ядер в жидкости, втекающей в катушку датчика; $\tau = \frac{v}{q}$ — время прохождения ядер через датчик, v — объем датчика, q — расход жидкости. После подстановки в это выражение величины $H_1 = \frac{A}{2N\omega S}$ получим

$$A = 4\pi\eta NQS\omega \,|\, M_{\text{п}} \,|\, \frac{1-\cos\frac{A\tau}{2NHS}}{\frac{A\tau}{2NHS}}, \qquad (51.3)$$

где H — напряженность внешнего поля в катушке «мазера». Решение этого тригонометрического уравнения произведем

в графической форме. Построим график зависимости

$$\frac{A\tau_р}{2NHS} = \frac{1 - \cos\frac{A\tau}{2NHS}}{\frac{A\tau}{2NHS}}, \qquad (52.3)$$

которая тождественна уравнению (51.3), так как $\tau_р = \frac{1}{2\pi\eta\gamma Q\,|M_п|}$. Этот график приведен на рис. 19*а*.3. Из него можно заключить, что возбуждение «мазера» возможно

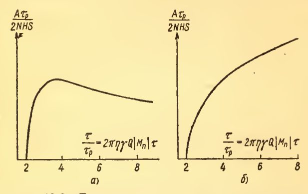


Рис. 19.3. Теоретическая зависимость амплитуды колебаний «мазера» на ядерном резонансе от параметров датчика при большом времени релаксации и расходе жидкости:

а — зависимость от $\tau = \frac{v}{q}$; *б* — зависимость от параметров контура.

только при условии $\pi\eta\gamma Q\,|\,M_п\,|\,\tau \gg 1$ и что при заданных параметрах катушки «мазера» и напряженности внешнего поля максимальная амплитуда колебаний соответствует величине $\tau = 3{,}5\ \tau_р$. При уменьшении τ (увеличении q) амплитуда сигнала падает, стремясь к нулю при $\tau = 2\tau_р$, при увеличении τ она падает, стремясь к нулю при $\tau \to \infty$ $(q \to 0)$.

Для того чтобы определить зависимость амплитуды колебаний от параметров катушки, построен график, приведенный на рис. 19*б*.3. Из этого графика видно, что амплитуда сигнала плавно вырастает с увеличением η, N, Q.

Рассмотрим еще случай, когда нельзя пренебрегать поперечным временем релаксации T_2 в датчике «мазера». При этом выполняются условия $\gamma H_1 T_2 \ll 1$; $\frac{\tau}{T_2} \gg 1$ и амплитуда

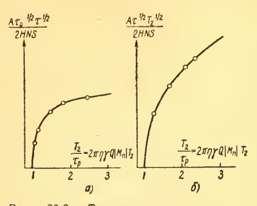


Рис. 20.3. Теоретическая зависимость амплитуды колебаний «мазера» на ядерном резонансе от параметров датчика при малом времени релаксации и расходе жидкости: *а* — зависимость от τ, T_2 и H, S, N; *б* — зависимость от τ, $|M_{\text{п}}|$, Q, η и H, S, N.

сигнала описывается выражением (12.3). Если амплитуда колебаний в датчике достаточно велика, то фактор насыщения $Z \approx \frac{1}{\gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \ll 1$ и это выражение имеет вид

$$A = \frac{4\pi\eta NSQ\omega \,|\, M_{\text{п}} \,|}{\gamma H_1 \tau} \left(1 - e^{-\tau\gamma^2 H_1^2 T_2}\right). \qquad (53.3)$$

Подставив $H_1 = \frac{A}{2N\omega S}$, получим

$$A^2 = \frac{8\pi\eta N^2 S^2 Q\omega H \,|\, M_{\text{п}} \,|}{\tau} \left(1 - e^{-\frac{\tau T_2 A^2}{4N^2 H^2 S^2}}\right). \qquad (54.3)$$

Это трансцендентное уравнение, так же как и предыдущее, решено графически. На рис. 20.3 представлена зависимость

$$\frac{A^2 \tau_p \tau}{4N^2 H^2 S^2} = 1 - e^{-\frac{\tau A^2 T_2}{4N^2 H^2 S^2}}.$$

Из этого графика видно, что возбуждение «мазера» возможно при условии $2\pi\eta\gamma Q \,|\, M_{\text{п}} \,|\, T_2 > 1$ и что амплитуда

колебаний при $\frac{T_2}{\tau_р} > 3$ возрастает пропорционально $HSN\sqrt{\frac{\eta Q M_п T_2}{\tau}}$. Кривая рис. 20б.3 дает зависимость амплитуды сигнала от τ, Q, η, $|M_п|$, H, N, S.

Первый «мазер» на ядерном резонансе с проточной жидкостью был осуществлен французским ученым Бенуа [81]. В его установке вода поляризовалась, проходя через магнитное поле напряженностью $H_п = 7500$ *э*, затем протекала через катушку поворота, где методом быстрого адиабатического прохождения через резонанс суммарный магнитный момент протонов делался отрицательным. После этого при намагниченности $M_п = -1{,}6 \cdot 10^{-6}$ $\frac{эрг}{гс \cdot см^3}$ вода поступала в катушку контура «мазера», помещенную в межполюсное пространство магнита. Поляризация, поворот и наблюдение сигнала производились в одном и том же магните. Неоднородность внешнего поля в катушке контура «мазера» обеспечивала поперечное время релаксации $T_2 \approx \approx 1{,}6 \cdot 10^{-3}$ *сек*, оно оценивалось по времени затухания «виглей» при обычном способе наблюдения сигнала ядерного резонанса. Катушка контура диаметром 4,5 и длиной 10 *мм* содержала 25 витков провода диаметром 0,3 *мм*, ее индуктивность 1,5 *мкгн* и добротность порядка 30.

Такая малая добротность катушки не могла обеспечить выполнение условия возникновения колебаний, поэтому пришлось искусственно повысить добротность катушки с помощью электронной схемы, приведенной на рис. 21*а*.3 до величины $Q \approx 10000$. Такие величины невозможно измерять обычным куметром, поэтому они оценивались по ширине полосы конутра на уровне 0,707. Выбранные параметры установки обеспечивали $4\pi\eta\gamma Q\,|M_п| \approx 3$, следовательно, при настройке резонансной частоты контура на частоту прецессии ядер в нем возникали колебания.

Другой «мазер» был осуществлен Бенуа в слабом магнитном поле. Бензол поляризовался в сильном магнитном поле $H_п$ напряженностью до 7500 *э*, затем по соединительной трубке длиной 2,5 *м* и диаметром 6 *мм* со скоростью 96 *см/сек* перетекал в датчик «мазера» объемом 23,5 *см*³, расположенный в магнитном поле напряженностью 3,3 *э*, создаваемом катушками Гельмгольца диаметром 32 *см*. Неоднородность поля в пределах датчика 0,9 *мэ*. Намагниченность протонов поворачивалась резонансным полем

катушки, надетой на соединительную трубку. Для повышения времени релаксации бензол предварительно подвергался продолжительному кипению в атмосфере азота, азотом также продувалась вся система перед наполнением жидкостью. Однако таким путем удалось достигнуть времени релаксации бензола всего 5,7 *сек* вместо 19, для воды

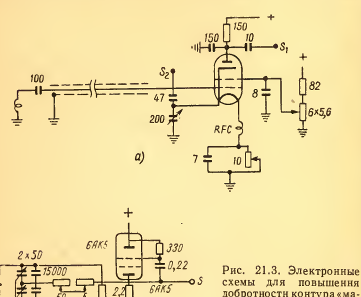


Рис. 21.3. Электронные схемы для повышения добротности контура «мазера» на ядерном резонансе:

а — в сильном магнитном поле; *б* — в слабом магнитном поле.

же оно достигало 2,5 вместо 3,5 *сек*. Время релаксации измерялось по деполяризации жидкости в соединительной трубке, поэтому заниженное значение можно объяснять паразитной деполяризацией жидкости в переменных магнитных полях, действующих на нее при протекании к датчику. Катушка «мазера» длиной 38 *мм*, с внутренним диаметром 29,5 и внешним диаметром 35 *мм*. Она содержала 930 витков провода диаметром 0,3 *мм* и при частоте настройки контура 14,1 *кгц* имела добротность $Q = 35$. Такая добротность недостаточна для выполнения условий возникновения колебаний «мазера», поэтому она искусственно повы-

шалась с помощью схемы, изображенной на рис. 21б.3 до величины $Q = 35\,000$. Это позволило осуществить функционирование «мазера».

На рис. 22.3 приведена осциллограмма колебаний в контуре. Развертка синхронизована с изменением внешнего магнитного поля. Настройка контура не меняется. При приближении напряженности поля к резонансной величине возникают колебания, амплитуда которых растет с изменением поля, достигая максимальной величины; когда напряженность поля соответствует точной настройке контура на частоту прецессии ядер, дальнейшее изменение поля вызывает уменьшение амплитуды колебаний, а затем их срыв. Измерив максимальную амплитуду колебаний на рис. 22.3 и зная коэффициент усиления приемной схемы и осциллографа,

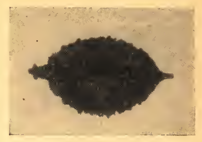


Рис. 22.3. Осциллограмма колебаний в контуре «мазера» на ядерном резонансе.

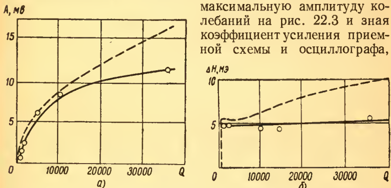


Рис. 23.3. Зависимость амплитуды колебаиий (*а*) и ширины диапазона работы «мазера» (*б*) иа ядерном резонансе от добротности контура.

можно определить амплитуду генерации «мазера» при резонансе A, а измерив горизонтальную протяженность области колебаний и зная связь развертки с изменением поля, можно определить диапазон работы «мазера» ΔH.

Экспериментальные зависимости A и ΔH от добротности контура представлены на рис. 23 *а* и *б*.3. Добротность меня-

лась перенастройкой радиотехнической схемы, примененной для ее повышения. Величины Q, меньшие 5000, мерялись по ширине полосы пропускания контура, а выше 5000 — по постоянной времени уменьшения свободных колебаний в контуре.

Экспериментальные зависимости A и ΔH от напряженности поляризующего поля $H_п$, т. е. от величины намагни-

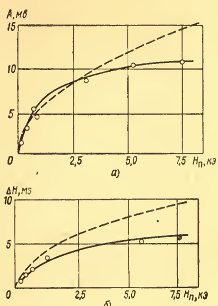


Рис. 24.3. Зависимость амплитуды колебаний (*а*) и ширины диапазона работы «мазера» (*б*) на ядерном резонансе от напряженности поляризующего поля.

ченности ядер $M_п$, которая пропорциональна $H_п$, представлены на рис. 24*а* и *б*.3.

Зависимости A и ΔH от расхода бензола q в катушке датчика «мазера» представлены на рис. 25.3. Для изменения расхода часть жидкости пропускалась мимо датчика «мазера» по обводной трубке; в трубке, соединяющей датчик с поляризующим полем, расход поддерживался постоянным в целях сохранения неизменной величины намагниченности ядер в жидкости, втекающей в датчик.

Воспроизводимость экспериментальных данных составляет примерно 10%. Пунктирные кривые, приведенные на рис. 23.3—25.3, построены по теоретическим выражениям (54.3) и (45.3) применительно к условиям эксперимента. Теоретические кривые на рис. 23*а*.3 и 24*а*.3 аналогичны кривой рис. 20*б*.3. В области малых величин Q и $H_п$ они удовлетворительно совпадают с экспериментальными точками,

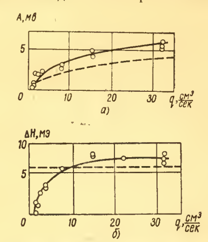


Рис. 25.3. Зависимость амплитуды колебаний (*а*) и ширины диапазона работы «мазера» (*б*) на ядерном резонансе от расхода жидкости.

в области больших Q и $H_п$ они идут на 30% выше. Такое совпадение следует считать удовлетворительным, так как ошибки в измерении Q, $M_п$, T_2 и T_1 составляют примерно 30%. Теоретическая кривая на рис. 25*а*.3 отражает зависимость $E \sim q^{1/2}$, ее отклонение от экспериментальной кривой также не превышает 30%. Теоретическая кривая на рис. 25 *б*.3 является прямой линией, так как из выражения (45.3) следует, что диапазон работы «мазера» не зависит от расхода жидкости.

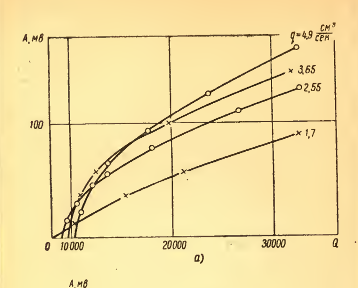
Уменьшение амплитуды сигнала при малых расходах объясняется тем, что при измерениях не удалось сохранить неизменным расход жидкости в соединительной трубке, что привело к уменьшению намагниченности ядер $M_п$, а следовательно, и к уменьшению ΔH. Характеры теоретической и экспериментальной кривых на рис. 24*б*.3 вполне удовлетворительно совпадают. На рис. 23*б*.3 имеется суще-

ственное различие между характером теоретической и экспериментальной кривых, которое трудно объяснить.

Таблица 3.3

Q	450	750	2000	5000	10000	36000
$\Delta f_м$	2	3	6	9	12	15
Δf	2,3	3,6	7,6	12,5	16	20

В табл. 3.3 представлены результаты исследования эффекта затягивания. Измерялось смещение частоты колебаний «мазера» $\Delta f_м$ при фиксированном сдвиге собственной частоты контура на 22 *гц*. В таблице приведены величины $\Delta f_м$, а также теоретические величины Δf, рассчитанные по выражению (43.3) при различных значениях Q. При расчете принято время релаксации $T_2 = 0{,}086$ *сек*, оцененное по ширине линии ядерного резонанса, измеренной в датчике «мазера» с помощью обычного метода детектирования сигнала. Совпадение вполне удовлетворительное. Исследование «мазера» в сильном магнитном поле производилось Фриком [30—32, 82]. В его установке водопроводная вода с временем релаксации 0,9 *сек* закачивалась в бак, откуда гравитационно протекала в межполюсное пространство поляризующего электромагнита. Объем поляризации есть каучуковая трубка длиной 1,2 *м*, сечением 20 *мм*², свернутая спиралью. После поляризации жидкость по трубке сечением 5,3 *мм*² протекала через катушку поворота, а затем через катушку датчика «мазера». Обе катушки были расположены в поле поляризующего магнита: катушка датчика в центре, а катушка поворота — несколько ближе к краю так, что напряженность внешнего поля в них во избежание взаимного влияния отличалась на 70 *э*. Поворачивающее устройство более подробно описано в гл. 2. Катушка датчика «мазера» длиной 6 *мм* содержит восемь витков провода, намотанных на стержень из фторопласта диаметром 7 *мм*. Внутри стержня проходит стеклянная трубка с наружным диаметром 3,7 и внутренним 2,6 *мм*. Индуктивность катушки $L = 0{,}53$ *мгн*, добротность $Q = 76$



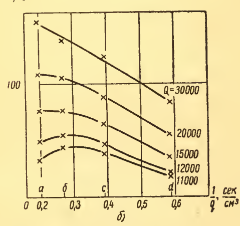


Рис. 26.3. Зависимость амплитуды колебаний «мазера» на ядерном резонансе от добротности контура (*а*) и расхода жидкости (*б*).

Как и в предыдущих случаях, добротность контура искусственно повышалась с помощью радиотехнической схемы, представлявшей из себя автодин в недовозбужденном режиме.

Зависимость амплитуды колебаний в контуре «мазера» от добротности контура при нескольких величинах расхода жидкости представлена на рис. 26*а*.3, а на рис. 26*б*.3 показана построенная на основании этих же результатов зависимость амплитуды колебаний от расхода при нескольких величинах Q. Кривые имеют иной характер, чем в опытах Бенуа. Это объясняется тем, что в установ-

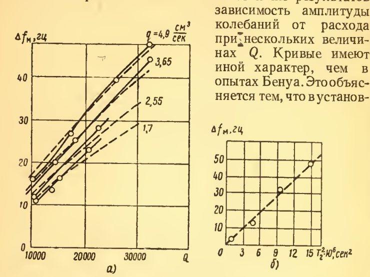


Рис. 27.3. Зависимость изменения частоты «мазера» при изменении собственной частоты контура на 100 *гц* от добротности контура (*а*) и расхода жидкости от T_2^* (*б*).

ке Бенуа жидкость протекала через катушку «мазера» за время порядка 1 *сек*, поэтому там существенно сказывался процесс релаксации; в установке Фрика время протекания τ менялось в пределах $6 \div 30$ *мсек*, следовательно, здесь ход процессов в «мазере» ближе к случаю, описываемому уравнением (51.3). Это подтверждается сходством экспериментальных кривых рис. 26*б*.3 с теоретической кривой рис. 19*а*.3. На этой же установке было произведено исследование эффекта затягивания, замерялось изменение частоты колебаний «мазера» $\Delta f_м$ при изменении собственной частоты контура на 100 *гц* для разных Q и расходах жидкости q. Эта зависимость представлена на рис. 27*а*.3.

Пунктирные кривые построены по теоретическому выражению, причем величина T_2 в каждом случае подбиралась в целях наилучшего совпадения теоретических кривых с экспериментальными. При этом обнаружилось, что кривым, полученным при разных расходах, соответствуют разные оптимальные величины T_2. Зависимость величин T_2 от расхода жидкости приведена на рис. 28.3. Экспериментальная зависимость диапазона работы «мазера» $\delta f_м$ от добротности контура Q при расходе 4,9 $см^3/сек$ представлена на рис. 29.3. Пунктирная кривая построена по теоретическому выражению (45.3) применительно к экспериментальным условиям.

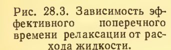


Рис. 28.3. Зависимость эффективного поперечного времени релаксации от расхода жидкости.

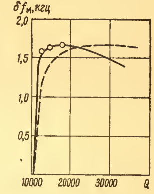


Рис. 29.3. Зависимость диапазона работы «мазера» от добротности контура.

Зависимость затягивания частоты «мазера» в слабом поле от ширины линии ядерного резонанса ΔH представлена на рис. 27б.3 [34]. Измерялось смещение частоты колебаний «мазера» $\Delta f_м$ при сдвиге напряженности внешнего поля на определенную величину, соответствующую расстройке частоты прецессии ядер от собственной частоты контура на 100 *гц*. Ширина линии ядерного резонанса регулировалась изменением неоднородности внешнего поля в объеме датчика и замерялась по ширине сигнала ядерной абсорбции. По оси абсцисс рис. 27б.3 отложен квадрат величины $T_2 \approx \frac{2}{\gamma \Delta H}$. Экспериментальные точки легли на прямую линию, что говорит о квадратичной зависимости смещения частоты от поперечного времени релаксации ядер

в катушке «мазера». На первый взгляд это противоречит выражению (42.3), из которого следует, что

$$\Delta f_{\text{м}} = \frac{\omega - \omega_p}{\omega_p - \omega_0} \Delta f_0 = \frac{\omega T_2}{\omega T_2^* + 2Q} \Delta f_0. \qquad (55.3)$$

Полученную зависимость можно объяснить тем, что в эксперименте при всех величинах ΔH поддерживалась одинаковая амплитуда колебаний «мазера» $A_{\text{м}}$. Как следует из зависимости (54.3), которая справедлива для «мазера» в слабом поле с большим временем нахождения ядер в катушке, это обеспечивается при выполнении условия $2\pi\eta\gamma Q \ |M_{\text{п}}| = \text{const}$. Практически для поддержания постоянной амплитуды колебаний приходилось менять степень регенерации контура, т. е. величину добротности устанавливать пропорциональную неоднородности поля в контуре

$$Q \approx \frac{1}{T_2}.$$

При этом с учетом того, что в достаточно неоднородном поле $\omega T_2 \ll Q$, из выражения (55.3) следует квадратичная зависимость $\Delta f_{\text{м}}$ от T_2.

Эффект затягивания является основным недостатком «мазеров», применяемых для измерения и стабилизации

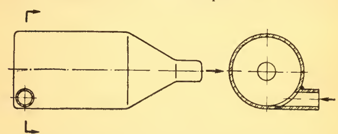


Рис. 30.3. Схема проточного датчика с вращающейся жидкостью.

магнитных полей. Отличие частоты «мазера» ω от частоты прецессии ядер из выражения (43.9) можно определить как

$$\omega - \omega_0 = \frac{2Q}{\omega T_2 + 2Q} (\omega_p - \omega_0),$$

где ω_p — собственная частота контура. Чтобы приблизить ω к ω_0, следует использовать «мазеры» с малой величиной Q и большой величиной T_2.

Величина T_2 лимитируется неоднородностью внешнего поля. Максимальная величина $T_2 = 0{,}3$ *сек* была получена в лабораторных условиях с применением изображенного на рис. 30.3 датчика с вращающейся проточной жидкостью [83]. При этом был использован панцирный поляризующий электромагнит (гл. 1), дающий очень малое рассеянное поле при напряженности поляризующего поля $H_п = 20\,000$ *э*. Большие величины T_2 и $M_п$ позволили получить автоколебание «мазера» при добротности катушки $Q = 26$ без искусственного ее повышения в магнитном поле напряженностью порядка 1 *э*. При этом $\frac{\omega - \omega_0}{\omega_р - \omega_0} = \frac{1}{75}$, с уменьшением неоднородности поля это отношение должно падать квадратично.

Глава 4

АППАРАТУРНЫЙ И РАДИАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТЫ

§ 1.4. Аппаратурный эффект

В экспериментах по исследованию эффекта нутации намагниченность ядер в проточной жидкости резонансным осциллирующим полем (гл. 2) было замечено, что при некоторых конструкциях датчика нутации максимальная величина последней наблюдается при частоте осциллирующего поля, отличной от частоты прецессии ядер на некоторую величину, пропорциональную расходу жидкости. Этот эффект был назван «аппаратурным эффектом» [34].

Теория эффекта. Обычно при наблюдении явления ядерного резонанса используется линейно поляризованное осциллирующее магнитное поле, которое эквивалентно сумме двух полей с круговой поляризацией, вращающихся в противоположных направлениях. Активным является поле, вращающееся в направлении прецессии ядер, оно вызывает явление резонанса, второе поле не оказывает на ядро существенного влияния, вызывая лишь небольшой сдвиг частоты прецессии [95—97]. Эффект ядерного резонанса наблюдается, если действующая на ядро активная компонента осциллирующего поля вращается с частотой прецессии ядра ω_0. Если ядро неподвижно, то частота действующих на него вращающихся компонент

совпадает с частотой осциллирующего поля и резонанс наблюдается при частоте этого поля $\omega = \omega_0$. Если ядро движется, то частота вращения действующих на него вращающихся компонент может не совпадать с частотой осциллирующего поля и ядерный резонанс наблюдается при $\omega \neq \omega_0$.

Введем систему прямоугольных координат с началом в геометрическом центре катушки датчика. Направим ось z параллельно внешнему полю, а оси x и y — перпендикулярно ему. В эффекте резонанса участвует составляющая осциллирующего поля, перпендикулярная внешнему полю, поэтому независимо от направления осциллирующего поля будем рассматривать его проекцию $\boldsymbol{H}_1$ на плоскость xy, которая меняется по закону $\boldsymbol{H}_1 = \boldsymbol{H}_{10} \cos \omega t$. Если направление поля $\boldsymbol{H}_1$ в некоторой точке датчика составляет с осью x угол α, то проекции $\boldsymbol{H}_1$ на оси координат будут

$$\left.\begin{aligned} H_{1x} &= H_{10} \cos \omega t \cdot \cos \alpha; \\ H_{1y} &= H_{10} \cos \omega t \cdot \sin \alpha. \end{aligned}\right\} \qquad (1.4)$$

Осциллирующее поле эквивалентно сумме двух полей половинной амплитуды ($\boldsymbol{H}_1'$ и $\boldsymbol{H}_1''$), вращающихся в противоположных направлениях. Проекции векторов этих вращающихся полей на оси координат будут

$$\left.\begin{aligned} H_{1x}' &= \frac{H_{10}}{2} \cos(\omega t + \alpha); \quad & H_{1y}' &= \frac{H_{10}}{2} \sin(\omega t + \alpha); \\ H_{1x}'' &= \frac{H_{10}}{2} \cos(\omega t - \alpha); \quad & H_{1y}'' &= \frac{H_{10}}{2} \sin(\omega t - \alpha). \end{aligned}\right\} \qquad (2.4)$$

Из этих выражений видно, что угловая частота вращения полей $\boldsymbol{H}_1'$ и $\boldsymbol{H}_1''$ соответственно равна $\omega + \frac{d\alpha}{dt}$ и $\omega - \frac{d\alpha}{dt}$. В каждой точке датчика угол α постоянен, поэтому $\frac{d\alpha}{dt} = 0$, т. е. на неподвижное ядро действует вращающееся поле с частотой, не отличающейся от частоты осциллирующего поля ω. На движущееся ядро действует вращающееся поле с частотой $\omega \pm \frac{d\alpha}{dt}$. Величина $\frac{d\alpha}{dt}$ определяет смещение резонансной частоты от частоты прецессии ядер во внешнем поле. Величина смещения зависит от скорости и направления движения ядер и от формы силовых линий осциллирующего поля, знак смещения определяется знаком γ. Таким образом, при наблюдении ядерного резонанса дви-

жущихся ядер резонансная частота осциллирующего поля в каждой точке датчика с координатами x, y, z отличается от частоты прецессии ядер в этой точке на величину $\Delta\omega_A = \frac{d\alpha}{dt}(x, y, z)$. Это смещение частоты вызывает сдвиг линии ядерного резонанса на величину $\Delta\omega_A$, усредненную по объему датчика v:

$$\Delta\overline{\omega}_A = \frac{1}{V}\iiint\limits_V \frac{d\alpha}{dt}\,dv. \qquad (3.4)$$

Если величина $\Delta\omega_A$ не одинакова во всем объеме датчика, то появляется расширение линии ядерного резонанса. При этом ширина линии

$$\delta\omega_A = \Delta\omega_{A\ \text{макс}} - \Delta\omega_{A\ \text{мин}}, \qquad (4.4)$$

где $\Delta\omega_{A\text{макс}}$ и $\Delta\omega_{A\text{мин}}$ — максимальное и минимальное значение $\Delta\omega_A$ в объеме датчика.

Если катушка датчика и траектории движения ядер расположены симметрично относительно плоскости, параллельной внешнему полю, то $\Delta\overline{\omega}_A = 0$, что означает отсутствие сдвига линии резонанса. В этом случае $|\Delta\omega_{A\text{макс}}| = |\Delta\omega_{A\text{мин}}|$ и расширение линии выразится

$$\delta\omega_A = 2\left(\frac{d\alpha}{dt}\right). \qquad (5.4)$$

С помощью выражений (3.4) — (5.4) $\Delta\overline{\omega}_A$ и $\delta\overline{\omega}_A$ могут быть определены теоретически для каждой конкретной конструкции датчика.

Экспериментальное исследование эффекта. Максимальный сдвиг линии резонанса, обусловленный аппаратурным эффектом, имеет величину порядка нескольких сотых эрстеда. Для того чтобы этот сдвиг был отчетливо виден, лучше всего исследовать его при напряженности внешнего поля, сравнимой с ним по величине, поэтому в эксперименте наблюдался аппаратурный сдвиг сигнала нутации в поле напряженностью $H = 0{,}07$ *э*. Экспериментальная установка содержала панцирный поляризующий магнит и датчик абсорбции объемом 0,03 *см*³ (см. рис. 3*а*.3). Напряженность поляризующего поля $H_п = 5000$ *э*. Сигнал абсорбции наблюдался в однородном поле напряженностью 20 *э* с помощью автодинного детектора. Соединительная трубка имела диаметр 0,3 *см*.

Для измерения аппаратурного сдвига исследуемый датчик нутации помещался в слабое поле и включался в трубопровод между поляризующим полем и датчиком абсорбции. Его катушка подключалась к выходу звукового генератора ЗГ-10. Изменением частоты и напряжения на выходе генератора вызывалось появление первого экстремума нутации. Резонансную частоту осциллирующего поля трудно установить непосредственно по максимуму сигнала нутации, так как из-за большой ширины сигнала на его амплитуду мало влияет довольно большой сдвиг частоты осциллирующего поля. Гораздо точнее можно установить частоты, при которых происходит инверсия сигнала абсорбции, т. е. он обращается в нуль. Определив по лимбу генератора обе эти частоты, можно найти резонансную частоту как среднее арифметическое этих двух частот. После определения таким путем резонансной частоты ω_1 соединительные трубки переключались так, что через датчик нутации жидкость протекала в противоположном направлении, и определялась резонансная частота ω_2.

Из выражения (3.4) аппаратурный сдвиг частоты пропорционален величине $\frac{d\alpha}{dt}$, усредненной по объему датчика. Если x — координата ядра, отсчитываемая вдоль его траектории, а W — скорость ядра, то

$$\frac{d\alpha}{dt}=\frac{d\alpha}{dx}W. \qquad (6.4)$$

Все исследованные рабочие объемы имели вход, тождественный выходу, поэтому изменение направления течения жидкости не меняло траекторий ядер и величин W, а меняло лишь знак скорости ядра. При этом, очевидно, аппаратурный сдвиг частоты тоже менялся лишь по знаку, т. е.

$$\Delta\omega_A=\left|\frac{\omega_1-\omega_2}{2}\right|.$$

Второй способ обнаружения аппаратурного эффекта заключается в том, что после измерения резонансной частоты ω_1 датчик нутации поворачивается на 180° вокруг оси, перпендикулярной направлению внешнего поля, или направление внешнего поля меняется на противоположное, после этого измеряется резонансная частота ω_2. Изменение относительного направления оси z и вектора внешнего поля меняет направление прецессии ядер относительно осей

координат, т. е. меняет на активную вращающуюся компоненту осциллирующего поля. При этом, очевидно, меняется знак $\frac{d\alpha}{dt}$ и знак аппаратурного сдвига частоты, т. е.

$$\Delta\overline{\omega}_A = \left| \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \right| .$$

Этими двумя методами были исследованы некоторые конструкции датчиков нутации. На рис. 1.4 схематически

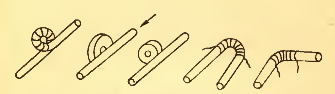


Рис. 1.4. Схемы конструкций проточных датчиков ядерного резонанса, в которых наблюдался аппаратурный сдвиг частоты.

представлены конструкции, при которых наблюдался аппаратурный сдвиг, на рис. 2.4—конструкции, при которых сдвиг

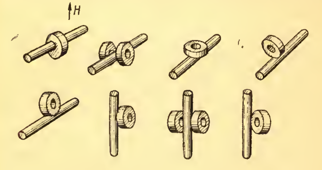
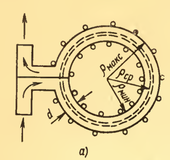


Рис. 2.4. Схемы конструкций проточных датчиков ядерного резонанса, в которых не наблюдался аппаратурный сдвиг частоты.

отсутствовал. В датчиках, изображенных на рис. 2.4, имеется симметрия траекторий ядер и катушек относительно одной из плоскостей, параллельной внешнему полю (эта

плоскость проходит вертикально вдоль оси датчика, являясь плоскостью симметрии катушки). В датчиках, изображенных на рис. 1.4, такой плоскости нет. Таким образом, согласно с теорией, если в датчике нутации имеется параллельная внешнему полю общая плоскость симметрии катушки и струи жидкости, то аппаратурный сдвиг отсутствует. Если такой плоскости нет, то наблюдается. аппаратурный сдвиг резонансной частоты.



На рис. 3*а*.4 приведен разрез датчика, изображенного на рис. 1.4. Пунктирные кривые показывают ход силовых ли-

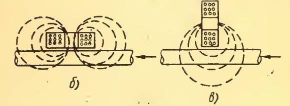


Рис. 3.4. Схематический разрез датчиков некоторых конструкций:
а — тороидальный датчик; *б*, *в* — датчик с плоскими катушками.

ний осциллирующего поля. При движении жидкости справо налево силовые линии действующего на ядро осциллирующего поля поворачиваются по часовой стрелке, в случае направления внешнего поля от нас должен быть отрицательный аппаратурный сдвиг частоты. Это наблюдалось при эксперименте.

Разрез тороидального датчика, аналогичного изображенному на рис. 1.4, приведен на рис. 3*б*.4. Пунктирные линии изображают силовые линии осциллирующего поля. Из этого рисунка видно, что при движении жидкости силовые линии действующего на ядро осциллирующего поля поворачиваются против часовой стрелки, причем $\frac{d\alpha}{dx} = \frac{1}{\varrho}$,

т. е. из выражения (4.4) $\frac{d\alpha}{dt}=\frac{W}{\varrho}$. Подставив эту величину в выражение (3.4) и проинтегрировав, получим

$$\Delta\overline{\omega}_A=\frac{W}{d}\ln\frac{\varrho_{\text{макс}}}{\varrho_{\text{мин}}}\approx\frac{W}{\varrho_{\text{ср}}}\left(1+\frac{d^2}{12\varrho_{\text{ср}}^2}+\frac{d^4}{80\varrho_{\text{ср}}^2}\right), \qquad (7.4)$$

где $\varrho_{\text{макс}}$ и $\varrho_{\text{мин}}$ — максимальный и минимальный радиусы тора; d — диаметр сечения тора; $\varrho_{\text{ср}}$ — средний радиус траектории ядер.

Экспериментальная зависимость смещения частоты ядерного резонанса при изменении направления течения жидкости в тороидальном датчике от расхода жидкости приведена на рис. 4.4. Средний радиус закругления тора $\varrho_{\text{ср}}$ равен 0,8 *см*, внутренний диаметр трубки $d = 0{,}3$ *см*. Пунктирная прямая на рис. 4.4 представляет теоретическую зависимость (7.4) смещения частоты от расхода, которая после подстановки значений $\varrho_{\text{ср}}$ и d имеет вид

$$2\Delta f_A = 5{,}6q.$$

Рис. 4.4. Зависимость аппаратурного сдвига частоты ядерного резонанса в тороидальном датчике от расхода жидкости.

Аппаратурное уширение ядерного резонанса по порядку величины одинаково с уширением из-за конечного времени прохождения ядер через катушку датчика, поэтому экспериментально можно определить лишь суммарную ширину линии, определяемую этими эффектами, которая, как было показано раньше, в цилиндрическом проточном датчике составляет величину $\frac{1}{8}\,\frac{q}{v}$ *гц*.

Следует отметить, что в некоторых случаях аппаратурный эффект может давать сдвиг сигнала ядерного резонанса в датчиках конструкций, изображенных на рис. 2.4.

§ 2.4. Радиационное затухание

Исследование эффекта радиационного затухания в проточном датчике было произведено Бенуа [33]. Им были получены осциллограммы сигнала ядерного резонанса,

представленные на рис. 5.4. На вертикальные пластины осциллографа подавалось напряжение с катушки контура датчика ядерного резонанса. Наблюдался сигнал протонов в поле напряженностью около 1 *э*, поэтому частота напряжения на катушке приблизительно равна 4 *кгц*. Горизонтальная развертка синхронизована с медленной пилообразной модуляцией магнитного поля. В момент, когда напряженность поля соответствует резонансной величине, наблюдается максимальное изменение напряжения на катушке контура. Осциллограмма (см. рис. 5*а*.4) получена при положительной намагниченности протонов M_0 в жидкости (бензине), поступающей в датчик из поляризующего поля, т. е. она представляет сигнал ядерной абсорбции. Другая осциллограмма (см. рис. 5*б*.4) получена при отрицательной намагниченности протонов в жидкости, поступающей в датчик (поворот осуществлен методом быстрого адиабатического прохождения через резонанс в трубке, соединяющей поляризующее поле с датчиком ядерного резонанса). Эта осциллограмма представляет сигнал эмиссии ядер.

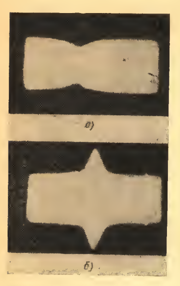


Рис. 5.4. Фотографии сигналов ядерного магнитного резонанса: *а* — сигнал абсорбции; *б* — сигнал эмиссии.

Нетрудно убедиться, что, несмотря на совершенно идентичные условия, сигнал эмиссии у́же и больше по амплитуде, чем сигнал абсорбции. Этот эффект объясняется влиянием радиационного затухания ядер в контуре.

Для детектирования сигнала использовалась схема, подобная схеме Роллина. Наблюдалось изменение ΔE напряжения E на катушке контура при возникновении условий ядерного резонанса для протонов предварительно поляризованной протекающей через нее жидкости. Катушка была индуктивно связана с генератором звуковой частоты, наводящем в ней э. д. с. E. Величину тока I в катушке

можно найти из выражения

$$E + I\left(\mathrm{i}\,L\omega + r + \frac{1}{\mathrm{i}\,C_0\omega}\right) = 0, \qquad (8.4)$$

где L, C_0 и r — индуктивность, емкость и активное сопротивление контура:

$$L = L_0\,[1 + 4\pi\eta\,(X' - \mathrm{i}X'')]. \qquad (9.4)$$

Здесь L_0 — индуктивность катушки при отсутствии условий ядерного резонанса; η — коэффициент заполнения катушки жидкостью; X' и X'' — динамические магнитные восприимчивости ядер.

Напряжение на катушке $U = L\omega I$ можно найти из уравнения

$$\frac{E}{U} + 2\left[\frac{\omega - \omega_p}{\omega_p} + 4\pi\eta X'\right] - \mathrm{i}\left[\frac{1}{Q} + 4\pi\eta X''\right] = Q, \qquad (10.4)$$

где $\omega_p = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$; Q — добротность контура. Решение этого

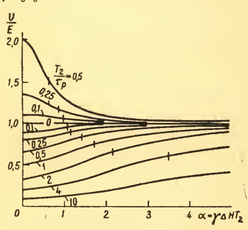


Рис. 6.4. Теоретическая зависимость амплитуды сигнала ядерного резонанса от расстройки при разных отношениях T_2/τ_p.

уравнения при условии, что X' и X'' описываются выражениями (35.3) и (36.3), произведено для случая $\omega = \omega_p$, т. е. когда частота генератора равна собственной частоте контура, а внешнее магнитное поле меняется вблизи резо-

нансного значения $H_0 = \frac{\omega_p}{\gamma}$. При этом получено

$$|U| = |E| Q \left[\left(\frac{T_2}{\tau_p} \cdot \frac{\alpha}{1+\alpha^2} \right)^2 + \left(1 + \frac{T_2}{\tau_p} \cdot \frac{1}{1+\alpha^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \right], \quad (11.4)$$

где $\alpha = \gamma (H - H_0) T_2$; T_2 — поперечное время релаксации; $\tau_p = \frac{1}{2\pi\eta\gamma QM}$ — радиационное время релаксации; M — величина намагниченности ядер в датчике. Эта зависимость приведена на рис. 6.4. Отрицательные значения $\frac{T_2}{\tau_p}$ соответствуют $M < 0$. Амплитудой сигнала ядерного резонанса является отклонение каждой кривой от линии $\frac{U}{E} = 1$. Вертикальной чертой на каждой кривой отмечено положение полуширины сигнала на полувысоте. При рассмотрении рис. 6.4 нетрудно убедиться, что при одной и той же абсолютной величине $\frac{T_2}{\tau_\rho}$ сигнал ядерного резонанса у́же и больше по амплитуде при $\frac{T_2}{\tau p} < 0$, чем при $\frac{T_2}{\tau_p} > 0$. Это соответствует экспериментальному результату. Теоретическое отношение амплитуд сигналов эмиссии и абсорбции равно $\frac{1 + \frac{T_2}{\tau_\rho}}{1 - \frac{T_2}{\tau_p}}$, а относительное приращение ширины сигнала $\frac{3}{4} \frac{T_2}{\tau_p} - \frac{3}{32} \left(\frac{T_2}{\tau_p} \right)^2$.

ЧАСТЬ II

ПРИМЕНЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В ПРОТОЧНОЙ ЖИДКОСТИ

Глава 5

ИЗМЕРЕНИЕ И СТАБИЛИЗАЦИЯ СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

§ 1.5. Сравнение обычного и проточного датчиков ядерного резонанса

Со времени первых работ по ядерному резонансу появилось много приборов, позволяющих использовать этот метод для абсолютного измерения [97—106] и стабилизации [7, 107—111] магнитных полей. Достоинством таких приборов является высокая точность, недостатком — невозможность применения в полях ниже 300 *э*. Лишь в нескольких экспериментах удалось применить ядерный резонанс в более слабых полях.

Например, в датчике объемом 9 $см^3$ измерялись поля до 150 *э* [112], с датчиком объемом 5 $см^3$ измерялись поля до 40 *э* [59]. Была осуществлена также стабилизация полей напряженностью до 120 *э* с точностью $2 \cdot 10^{-5}$ [113]. Для получения сигналов в более слабых полях [114, 115] требуется очень большой объем датчика и высокая однородность поля. Так, в полях, равных 6—12 *э*, получали сигнал протонного резонанса с датчиком объемом 1000 $см^3$ [116, 117], в полях $3 \div 0{,}5$ *э* — с датчиком объемом 2000 $см^3$ [118, 119] при неоднородности поля в датчиках, не превышающей 10^{-4} *э/см*. Этими же недостатками обладает метод свободной прецессии [120—127], который поэтому применяется лишь в геомагнитометрах. Так, при объеме датчиков 500 $см^3$ неоднородность измеряемого поля не должна превышать $1{,}2 \cdot 10^{-4}$ *э/см* [126]. Рассмотрим причины указанного выше недостатка метода.

В датчике с неподвижным веществом амплитуда сигнала ядерного резонанса в однородном поле при оптимальной

напряженности осциллирующего поля определяется следующим выражением:

$$A = 2\pi\eta NSQ\mathrm{X}_0\gamma H^2 \frac{T_2^*}{T_1}, \qquad (1.5)$$

где η, N, S, Q — коэффициент заполнения, число витков, сечение и добротность катушки контура датчика; X_0 — статическая магнитная восприимчивость ядер в веществе; γ — гиромагнитное отношение ядер; H — напряженность внешнего магнитного поля в датчике; T_1, T_2^* — эффективные времена релаксации продольной и поперечной внешнему полю компонент намагниченности ядер в датчике.

Квадратичная зависимость амплитуды сигнала от напряженности поля делает невозможным практическое использование обычного датчика ядерного резонанса для измерения и стабилизации слабых магнитных полей, так как единственная возможность получить удовлетворительное отношение сигнала к шуму в слабом поле заключается в значительном увеличении объема датчика, чтобы компенсировать уменьшение H ростом S.

Выражение для амплитуды сигнала ядерного резонанса в проточном датчике было получено в гл. 3. При выполнении оптимальных условий оно имеет вид

$$A = 2{,}8\pi\eta NSQ\mathrm{X}_0\gamma HH_{\text{п}}, \qquad (2.5)$$

где $H_{\text{п}}$ — напряженность поляризующего поля. Сравнение выражений (1.5) и (2.5) показывает, что в одном и том же внешнем поле H амплитуда сигнала в проточном датчике превышает амплитуду сигнала в обычном датчике по крайней мере в $\frac{H_{\text{п}}}{H}$ раз, так как T_2^* всегда меньше T_1. Например, в поле напряженностью $H = 1$ *э* при поляризующем $H_{\text{п}} = 10000$ *э* амплитуда сигнала проточного датчика должна превышать амплитуду сигнала обычного в 10 000 раз.

Найдем отношение объемов обычного и проточного датчиков, обеспечивающих получение одинаковой амплитуды сигнала. Для этого приравняем выражения (1.4) и (2.4), обозначив параметры обычного датчика индексом 0, а проточного индексом a. Сократив одинаковые сомножители,

получим

$$Q_0 N_0 S_0 H \frac{T_{20}^*}{T_{10}} = 1{,}4 Q_a N_a S_a H_{п}. \qquad (3.5)$$

Так как $S \sim d^2$, где d — диаметр датчика, при постоянной индуктивности $N \sim d^{-\frac{1}{2}}$ и $Q \sim d$, то, преобразовав равенство (3.5), получим

$$\frac{d_0}{d_a} \sim \left(\frac{H_{п}}{H}\right)^{2/5} \left(\frac{T_{10}}{T_{20}^*}\right)^{2/5}. \qquad (4.5)$$

Объем обычного датчика $v_0 \sim d_0^3$. Объем проточного датчика $v_a \sim d_a^3$. При этом из выражения (4.5)

$$\frac{v_0}{v_a} = \left(\frac{H_{п}}{H}\right)^{6/5} \left(\frac{T_{10}}{T_{20}^*}\right)^{6/5}. \qquad (5.5)$$

Так как $T_{20}^* \ll T_{10}$ и $H_{п} \gg H$, то $d_0 \gg d_a$ и $v_0 \gg v_a$, т. е. для получения хорошего сигнала в слабом поле требуется проточный датчик размером, гораздо меньшим, чем обычный.

Практически с проточным датчиком было получено отношение сигнала к шуму большее 10 в поле от 4 *э* и выше при объеме $v_a = 0{,}03$ *см*^{3}, т. е. в 10^4—10^5 раз меньшем, чем объем обычного датчика в таких полях. Кроме этого, с проточным датчиком можно получать сигнал ядерного резонанса в слабых полях с неоднородностью выше 10 *э/см*, т. е. в 10^4—10^5 раз большей, чем с обычным датчиком (гл. 3). Таким образом, использование проточного датчика позволяет применять ядерный магнитный резонанс для измерения и стабилизации слабых магнитных полей со значительной неоднородностью.

Недостатком метода предварительной поляризации проточной жидкости является наличие сильного поляризующего поля, которое может несколько влиять на напряженность измеряемого поля. Из-за такой причины этот метод наиболее целесообразно применять для измерения и стабилизации полей в тех случаях, когда важно установить и поддерживать определенную напряженность поля независимо от того, какими средствами поле создается. При использовании для поляризации панцирного магнита или специально рассчитанной системы катушек Гельмгольца проточный датчик можно применять и для абсолютных измерений магнитного поля с высокой точностью.

§ 2.5. Погрешность измерений

Для измерения магнитного поля методом ядерного резонанса необходимо, плавно меняя частоту осциллирующего поля, зафиксировать момент, когда эта частота точно равна частоте прецессии ядер f_0 в датчике. Зависимость напряжения U на выходе фазового детектора, подключенного к схеме детектора ядерного резонанса, от частоты f вблизи значения f_0 приведена на рис. 1.5. Когда частота приближается к f_0, появляется сигнал ядерного резонанса в виде переменного напряжения с частотой, равной частоте модуляции измеряемого поля f_m. При этом на выходе фазового детектора появляется положительное напряжение, величина которого пропорциональна амплитуде сигнала. При некотором значении $f = f_1$ амплитуда сигнала, а следовательно, и напряжение на выходе фазового детектора имеют максимум, а затем начинают падать. Когда $f=f_0$, то амплитуда сигнала с частотой f_m и напряжение на выходе фазового детектора равны нулю. При дальнейшем увеличении f, когда $f > f_0$, сигнал снова появляется, но в противоположной фазе, при этом на фазовом детекторе появляется отрицательное напряжение, пропорциональное амплитуде сигнала. Если частота $f = f_2$, то амплитуда сигнала снова имеет максимум, которому соответствует минимум напряжения на выходе фазового детектора. При $f > f_2$ амплитуда сигнала плавно падает до нуля.

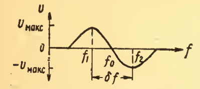


Рис. 1.5. Форма сигнала ядерной абсорбции при медленном прохождении.

Таким образом, для измерения магнитного поля достаточно определить частоту $f = f_0$, при которой $U = 0$. Практически невозможно точно зафиксировать частоту, при которой $U = 0$. Можно зафиксировать лишь некоторую область частот $f_0 - \Delta f < f < f_0 + \Delta f$, при которых U меньше уровня шумов. Полуширина этой области Δf определяет ошибку измерения напряженности поля $\Delta H = \frac{2\pi\Delta f}{\gamma}$. Эта же величина определяет погрешность стабилизации поля, так как при изменении поля в пределах $\pm\Delta H$ на выходе фазового детектора не появляется никакого сигнала расстройки.

Величина Δf зависит от амплитуды шумов $U_ш$ и производной $\frac{\partial U}{\partial f}$ при $U = 0$

$$\Delta f = \frac{U_ш}{\left(\frac{\partial U}{\partial f}\right)_{U=0}} . \qquad (6.5)$$

Для оценки можно принять

$$\left(\frac{\partial U}{\partial f}\right)_{U=0} = \frac{2U_{макс}}{\delta f} , \qquad (7.5)$$

где $U_{макс}$ — максимальная амплитуда сигнала ядерного резонанса, т. е. абсолютная величина напряжения на выходе фазового детектора при $f_1 = f$ и $f = f_2$; $\delta f = f_2 - f_1$ — ширина сигнала ядерного резонанса в единицах частоты. При этом

$$\Delta f = \frac{U_ш \delta f}{2U_{макс}} = \frac{\delta f}{2a} , \qquad (8.5)$$

$$\Delta H = \frac{\delta H}{2a} , \qquad (9.5)$$

где $a = \frac{U_{макс}}{U_ш}$ — отношение сигнала к шуму; $\delta H = \frac{2\pi\delta f}{\gamma}$ — ширина сигнала в единицах напряженности поля.

Ширина сигнала ядерного резонанса определяется четырьмя факторами: неоднородностью внешнего поля, напряженностью осциллирующего поля, уширением, пропорциональным расходу жидкости q, амплитудой и частотой модуляции измеряемого поля.

При амплитуде модуляции, большей полуширины линии резонанса, происходит уширение сигнала, а при амплитуде, меньшей полуширины линии резонанса, амплитуда сигнала падает. Оптимальная амплитуда модуляции порядка полуширины линии ядерного резонанса. Она должна обеспечивать максимальную величину $\frac{dU}{\partial f}$ при $U = 0$. Частота модуляции поля f_m должна удовлетворять одному из двух условий: $f_m \ll \delta f$ или $f_m \gg \delta f$. В обоих случаях уширение, связанное с частотой модуляции, пренебрежимо мало.

В цилиндрическом датчике при оптимальной амплитуде модуляции и оптимальной амплитуде осциллирующего поля, если неоднородность измеряемого поля пренебре-

жимо мала, т. е.

$$\operatorname{grad} H \ll \frac{q}{\gamma v_а\, d_а},$$

где $v_а$ — объем датчика; $d_а$ — диаметр датчика, то ширина сигнала ядерного резонанса определяется выражением

$$\delta H = \frac{5q}{\gamma v_а}. \qquad (10.5)$$

Если амплитуда осциллирующего поля меньше оптимальной, как это обычно бывает при использовании автодинных детекторов ядерного резонанса, то

$$\delta H = \frac{2\pi q}{8\gamma v_а}. \qquad (11.5)$$

Подставив эти значения в выражение (9.5), получим зависимость погрешности измерений от расхода:
при

$$H_1 = H_{1\,опт} \qquad \Delta H = \frac{2{,}6q}{\gamma v_а a}; \qquad (12.5)$$

при

$$H_1 \ll H_{1\,опт} \qquad \Delta H = \frac{\pi}{4}\cdot\frac{q}{\gamma V_а a}. \qquad (13.5)$$

Амплитуда сигнала, а следовательно, и отношение сигнала к шуму пропорциональны величине $A_м = -4\pi\eta NSHQ\gamma M_п$, которая пропорциональна $d_а^{5/2}$, так как площадь катушки $S \sim d_а^2$; при постоянной индуктивности катушки число витков $N_п \sim d_а^{-1/2}$, а добротность $Q \sim d_а$. Следовательно, $a \sim d_а^{5/2}$, в то же время $v_а \sim d_а^2 l_а$, где $l_а$ — длина датчика. Подставив эти значения в выражения (12.4) и (13.5), получим

$$\Delta H \sim \frac{q}{d_а^{9/2} l_а}. \qquad (14.5)$$

В неоднородном поле, если $\operatorname{grad} H \gg \frac{q}{\gamma v_а d_а}$, ширина сигнала определяется неоднородностью поля в датчике, при этом

$$\delta H = \frac{d_а \operatorname{grad} H}{2}. \qquad (15.5)$$

Подставив это значение в выражение (9.4), получим погрешность измерений

$$\Delta H = \frac{\text{grad}\, H d_{\text{a}}}{4a}\,. \qquad (16.5)$$

Как было показано в гл. 3, в этом случае амплитуда сигнала определяется выражением

$$A = \frac{4A_{\text{м}} q}{v_{\text{a}} d_{\text{a}} \gamma\, \text{grad}\, H}\,,$$

откуда

$$a \sim \frac{q}{d_{\text{a}}^{1/2} l_{\text{a}}}$$

и погрешность измерений

$$\Delta H \sim \frac{d_{\text{a}}^{3/2} l_{\text{a}}}{q}\,. \qquad (17.5)$$

Таким образом, при малом расходе, когда $q \ll v_{\text{a}} d_{\text{a}} \gamma\, \text{grad}\, H$, погрешность измерений уменьшается с ростом q, при большом расходе, когда $q \gg v_{\text{a}} d_{\text{a}} \gamma\, \text{grad}\, H$, погрешность падает с уменьшением q; следовательно, минимальная погрешность измерений соответствует некоторому оптимальному расходу

$$q_{\text{опт}} \approx v_{\text{a}}\, d_{\text{a}} \gamma\, \text{grad}\, H. \qquad (18.5)$$

При этом вклад в ширину линии, пропорциональный расходу жидкости, и вклад, вносимый неоднородностью поля, сравнимы по величине.

§ 3.5. Оптимальные параметры установки

Роль поляризующего устройства сводится к тому, чтобы обеспечить поступление в датчик ядерного резонанса жидкости с возможно большей намагниченностью ядер. Исходя из этого, выбираются напряженность поляризующего поля $H_{\text{п}}$, величина поляризующего объема $v_{\text{п}}$ и объем соединительной трубки $v_{\text{т}}$. Из выражения (6.1) для намагничен-

ности ядер следует, что при заданных $v_п$ и $v_т$ можно получить оптимальную величину расхода жидкости

$$q_{п\ опт} = \frac{v_п}{T_1 \ln \frac{v_п + v_т}{v_т}}, \tag{19.5}$$

где T_1 — естественное спин-решеточное время релаксации, при которой величина намагниченности максимальна и равна

$$M_{макс} = X_0 H_п \frac{v_п}{v_п + v_т} \left(\frac{v_т}{v_п + v_т} \right)^{\frac{v_т}{v_п}}. \tag{20.5}$$

Введем величину $K = \frac{v_т}{v_п}$, тогда выражение (20.5) примет вид

$$M_{макс} = X_0 H_п \frac{K^K}{(1+K)^{1+K}}. \tag{21.5}$$

Зависимость величины $\frac{M_{макс}}{X_0 H_п}$ от K представлена на рис. 2.5.

Из этого графика видно, что при $K = 0{,}1$ намагниченность ядер на 30% меньше предельной, а при $K = 0{,}5$ она

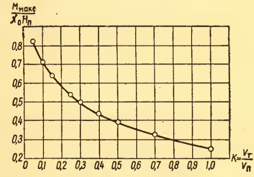


Рис. 2.5. Теоретическая зависимость амплитуды сигиала от соотношеиия объема соединительной трубки $v_т$ и объема поляризатора $v_п$.

составляет всего 38% предельной величины, т. е. следует выбирать $K < 0{,}1$.

Как было показано, оптимальный расход в датчике ядерного резонанса зависит от неоднородности измеряе-

мого поля, оптимальный же расход в поляризаторе является величиной постоянной. По этой причине целесообразно часть жидкости из поляризатора пропускать мимо датчика по специальной замыкающей трубке. Тогда в датчике может быть установлен любой желаемый расход, меньший расхода в поляризаторе. Максимальная требуемая величина расхода в датчике определяется максимальной возможной величиной неоднородности измеряемого поля из выражения (18.5):

$$q_{\text{макс}} = v_{\text{а}} d_{\text{а}} \gamma (\operatorname{grad} H)_{\text{макс}}. \tag{22.5}$$

Оптимальный расход жидкости в поляризаторе должен быть больше или равен этой величине

$$q_{\text{п опт}} \geqslant v_{\text{а}} d_{\text{а}} \gamma (\operatorname{grad} H)_{\text{макс}}. \tag{23.5}$$

Подставив в выражение (23.5) $q_{\text{п опт}}$ из формулы (19.5), получим

$$\frac{v_{\text{п}}}{T_1 \ln \dfrac{K+1}{K}} \geqslant v_{\text{а}} d_{\text{а}} \gamma (\operatorname{grad} H)_{\text{макс}} \tag{24.5}$$

Отсюда, задавшись величиной $K < 0{,}1$, можно определить $v_{\text{п}}$. Значение K следует брать в пределах $0{,}1 \div 0{,}01$. При этом величина $\ln \frac{K+1}{K} = 2{,}3 \div 4{,}6$ и ее с ошибкой порядка 30% можно принять равной 3,5. Время релаксации T_1 для воды равно 2 *сек*. При этом

$$v_{\text{п}} \geqslant 7 v_{\text{а}} d_{\text{а}} \gamma (\operatorname{grad} H)_{\text{макс}}. \tag{25.5}$$

Таким образом, по параметрам датчика и измеряемого поля определяется величина поляризуемого объема, который задает объем межполюсного пространства, а следовательно, габариты и напряженность поля поляризующего магнита. Длина соединительной трубки $l_{\text{т}}$ должна обеспечить достаточную удаленность поляризующего магнита от измеряемого поля для устранения их взаимодействия. Она задается конструктивно в зависимости от конкретных условий. Диаметр трубки определяется из условия $K \leqslant 0{,}1$, таким образом

$$\frac{\pi d^2}{4} l_{\text{т}} \leqslant 0{,}1 v_{\text{п}}. \tag{26.5}$$

Параметры датчика ядерного резонанса должны обеспечить минимальную ошибку измерения, т. е. минимальную ширину сигнала и максимальное отношение сигнала к шуму. Ширина сигнала при оптимальном расходе приблизительно равна неоднородности измеряемого поля в объеме датчика, поэтому для уменьшения ширины следует конструировать датчик возможно малого размера.

Амплитуда сигнала растет с увеличением размеров датчика. Практически, как было показано ранее, достаточно хороший сигнал наблюдается при цилиндрическом датчике с внутренним диаметром трубки, равным 3 *мм*, и длиной катушки около 4 *мм*, при этом его объем равен 0,03 *см*^{3}.

Для измерения неоднородных полей с ярко выраженным градиентом удобнее использовать датчик щелевой конструкции, представляющий собой канал прямоугольного сечения, к которому приложены две радиочастотные катушки (рис. 3.5). В таком датчике хороший сигнал получается при сечении канала $0{,}5 \times 3$ *мм*^{2} и внутреннем диаметре катушек, равном 3 *мм*. При этом поперечный размер датчика равен 0,5 *мм*, а его объем 0,06 *см*^{3}.

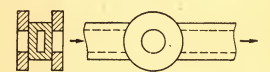


Рис. 3.5. Схема щелевого проточного датчика ядерного резонанса.

Датчик следует располагать так, чтобы градиент был направлен вдоль осей катушек (это возможно, если градиент поля направлен нормально вектору напряженности поля). При этом неоднородность поля в датчике в 6 раз меньше, чем неоднородность поля в предельно малом цилиндрическом датчике, а амплитуда сигнала в нем получается большей, по-видимому, за счет большего объема. Это значительно повышает точность измерений.

Величина оптимального расхода определяется из выражения (18.4); оптимальная амплитуда осциллирующего поля из формулы (9.3).

§ 4.5. Зависимость погрешности измерения и стабилизации поля от его напряженности и градиента

В неоднородном внешнем поле абсолютная погрешность измерения и стабилизации поля определяется выражением (16.5). Относительная погрешность

$$\sigma_{\text{н}} = \frac{\operatorname{grad} H}{H} \cdot \frac{d_{\text{a}}}{4a} . \qquad (27.5)$$

При увеличении напряженности и градиента поля амплитуда сигнала, а следовательно, и отношение сигнала к шуму пропорциональны величине $\frac{H}{\operatorname{grad} H}$, поэтому

$$\sigma_{\text{н}} \sim \left(\frac{\operatorname{grad} H}{H} \right)^2 . \qquad (28.5)$$

Таким образом, если величина расхода жидкости q соответствует $q_{\text{опт}}$ для минимального градиента поля

$$q \approx \gamma \operatorname{grad} H_{\text{мин}} d_{\text{a}} v_{\text{a}},$$

то при увеличении поля, если его топография не меняется, относительная погрешность измерения и стабилизации остается постоянной во всем диапазоне измерений, если же топография меняется, то относительная погрешность меняется пропорционально квадрату относительной неоднородности поля в рабочем объеме датчика. Если величину расхода q и соответственно амплитуду осциллирующего поля увеличивать с ростом неоднородности поля, оставляя все время оптимальными, то отношение сигнала к шуму $a \approx H$ и не зависит от $\operatorname{grad} H$ и

$$\sigma_{\text{н}} \sim \frac{\operatorname{grad} H}{H^2} , \qquad (29.5)$$

т. е. при этом погрешность уменьшается с ростом напряженности измеряемого поля.

Для примера оценим погрешность измерения и стабилизации поля с относительной неоднородностью $\frac{\operatorname{grad} H}{H} = 0{,}01$. При датчике с $d_{\text{a}} = 0{,}3$ *см*, используя фазовый детектор, можно получить $a = 100$, что дает погрешность $\sigma_{\text{н}} \approx 10^{-5}$. В том же поле при $\frac{\operatorname{grad} H}{H} = 0{,}1$ ошибка будет 10^{-4}.

§ 5.5. Применение метода

Метод был использован для измерения и стабилизации магнитного поля β-спектрометром типа «Кэтрон» в диапазоне 30 ÷ 1000 *э* [128]. Резонирующим веществом служила вода городской водопроводной сети. Подмагничивание осуществлялось панцирным электромагнитом. Диаметр магнита 450, высота 600 *мм*, диаметр полюсных наконечников 200, величина зазора 25 *мм*. При токе, равном 10 *а*, поле в зазоре было около 5000 *э*, а при токе 25 *а* — около 10 000 *э*. Напряженность рассеянного поля на расстоянии 10 *см* от поверхности магнита составляла 4 *э*, на расстоянии 50 *см* — около 0,1 *э*. В зазор магнита была помещена камера с перегородкой и спиралью, устраняющими застой воды с целью увеличить эффективное время прохождения воды через поляризующее поле.

Датчик был изготовлен в виде полого цилиндра из органического стекла, на который было намотано 100 витков провода ПЭ-0,2 в один слой. Длина цилиндра составляла 50, диаметр 15 *мм*. Эти размеры определялись величиной полости в камере «Кэтрона», предназначенной для измерения поля. Такой выбор габаритов датчика был обусловлен тем, что при той неоднородности, которую имело измеряемое поле в месте расположения датчика, с увеличением объема датчика амплитуда сигнала ядерного резонанса росла быстрее, чем его ширина, т. е. для повышения точности настройки на резонанс было выгодно использовать большой датчик, а локализации области измерения не требовалось.

Расход жидкости был 50—100 $см^3/сек$. Длина соединительной трубки была 50, диаметр 0,8 *см*. Катушка датчика была включена в колебательный контур детектора ядерного резонанса автодинного типа. На этой установке можно было осуществлять измерение полей от 3 *э* и стабилизацию от 10 *э* и выше.

Оценка погрешности стабилизации поля производилась по постоянству счета электронов на крутом склоне интенсивной конверсионной линии. В диапазоне 30 ÷ 1000 *э* она была не выше 2×10^{-5}. Оценка погрешности измерения поля производилась по повторяемости положения конверсионных линий β-спектра. Она определялась точностью измерения частоты и на нижнем пределе составила $(3 \div 4) \cdot 10^{-4}$.

Глава 6

ИЗМЕРЕНИЕ НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ (МЕТОД НУТАЦИИ)

§ 1.6. Сравнение различных методов измерения магнитных полей

Наиболее простой электромагнитный метод [129—132], основанный на измерении э. д. с., наведенной магнитным полем во вращающейся катушке, обладает неограниченным диапазоном измерений и малыми габаритами зонда, но его показания относительны и точность измерений не превышает 0,1%.

Метод измерения напряженности поля по силе, действующей на помещенный в него проводник с током, является абсолютным и очень точным, но сложным. Высокая точность измерений (с ошибкой 10^{-3}%) может быть получена лишь в однородном поле при длительном (до 30 *мин*) процессе измерения [133]. Упрощенная методика позволяет производить измерения с погрешностью 0,1—0,2% [134—137].

Метод пермаллоевого зонда [138—144] может применяться для относительных измерений полей напряженностью не выше 100 *э*. В полях меньше 1 *э* он дает погрешность 10^{-5}, в полях 10—100 *э* погрешность измерений 10^{-4} из-за неоднородности компенсирующего поля. Метод относительный, градуировка приборов нарушается при малейшем изменении геометрии датчиков и под влиянием ферромагнитных масс на близком расстоянии. Измеряется проекция поля на ось компенсирующей катушки, поэтому изменение топографии поля требует переориентировки датчика.

Полупроводниковые измерители поля, основанные на эффекте Холла [145—151], имеют очень низкую точность (около 2%). Магнитометры с висмутовой спиралью [152] могут иметь точность до 0,1%, но их нельзя применять в полях ниже 1000 *э*. Магнитометры, основанные на магнитоконцентрационном эффекте [153], имеют широкий диапазон, но не могут обеспечить высокую точность измерений. Общий недостаток полупроводниковых измерителей: зависимость показаний от температуры и других параметров, что заставляет использовать их только для грубых измерений.

Метод парамагнитного резонанса имеет невысокую точность, так как, во-первых, g-фактор электронов в веществе зависит от температуры и других параметров, а во-вторых, линия электронного резонанса имеет значительную ширину. Например, органический свободный радикал αα-дифенил-β-пикрил-гидразин (ДФПГ) имеет ширину линии 1,7 *э*, а α-(*п*-хлорвинил)-α-фенил-β-пикрил-гидразин (ХФПГ) — 2 *э* [154], другие органические свободные радикалы имеют еще более широкие линии. В некоторых неорганических свободных радикалах линия у́же. Например, раствор натрия в жидком аммиаке имеет линию шириной 0,1 *э* [155], но зато дает в 60 раз меньшую амплитуду сигнала, чем то же количество ДФПГ. Имеются измерители поля, использующие как ДФПГ [154—156], так и раствор натрия в аммиаке [154, 156], они обеспечивают точность измерений порядка 10^{-3}.

Метод ядерного резонанса с применением проточного датчика с предварительной поляризацией позволяет измерять поля в диапазоне от нескольких эрстед и выше при объеме датчика $0{,}01 \div 0{,}03$ *см*³. Допустимая относительная неоднородность поля при напряженностях выше 300 *э* составляет 1—2% на 1 *см*, в слабых полях — до 20% на 1 *см*. Достоинства метода заключаются в его абсолютности и высокой точности, недостаток — в небольшой допустимой неоднородности поля, ограниченном нижним пределом напряженностей измеряемых полей, и в необходимости смены датчиков для измерений в широком диапазоне.

Для применения метода ядерного резонанса в более неоднородных полях можно искусственно компенсировать градиент внешнего поля системой проводников с током [157]. Это позволило измерять напряженность поля при градиенте 1000—1200 *э/см* с точностью 0,01%. Способ компенсации градиента не решает задачи абсолютного измерения неоднородных полей, так как для его применения необходимо обнаружить сигнал ядерного резонанса в неоднородном поле, а затем уже подбором величин токов в системе проводников компенсировать градиент, увеличивая амплитуду сигнала. Поэтому допустимый максимальный градиент определяется не градиентом поля, измеренного при наличии компенсации, а градиентом поля, в котором можно обнаружить сигнал ядерного резонанса без компенсации.

В настоящее время предложены еще два метода измерения напряженности магнитного поля. Измеритель на ионах

водорода [158, 159], использующий циклотроиный резонаис ионизированых молекул водорода H_1^+, H_2^+ и H_2^+, H_3^+, имеет диапазои измереиия 1000—31 500 *э* с неоднородиостью до 60 *э/см* Точиость измерения $5 \cdot 10^{-4}$, объем датчика 2,2 *см*³, габариты датчика 20 × 36 × 25 *мм*³. Недостаток метода в больших габаритах датчика.

Измеритель на электрониом резоиаисе [160, 161], использующий циклотроииый резонаис электронов, имеет диапазои измереиий 1—12 *э* и отиосительиую точиость $5 \cdot 10^{-4}$. Рабочий объем датчика 19 *см*³, габариты датчика 40 × 50 × 150 *мм*³. Метод отиосительиый, поэтому ои уступает пермаллоевому, в котором объем датчика гораздо меньше, а чувствительиость выше. Похожий метод предложеи в работе других авторов [162].

Из приведеииого обзора можио заключить, что самым уииверсальиым методом, примеиимым для измереиия магнитиых полей в широком диапазоие иапряжеииости и при больших градиаитах без смеиы датчика, является электромагиитиый метод, который, одиако, является относительным и обладает невысокой точиостью. Все другие методы имеют ограиичеииый диапазон примеиеиия, а для расширеиия диапазоиа требуют смеиы датчиков. Из них абсолютными являются два метода: метод ядериого резоиаиса, который может быть использован для измереиия полей от 3 *э* и выше при 4—5-смениых датчиках и метод циклотроииого резоиаиса водорода, который может примеияться в полях иапряжеиностью выше 1000 *э* при датчике объемом около 2 *см*³. Оба эти методы ие примеиимы в полях с большой иеоднородиостью.

Как уже отмечалось, при выполиеиии определеииых условий амплитуда сигиала иутации ие зависит от иапряжеииости магиитиого поля в датчике иутации и от габаритов датчика. Это обстоятельство позволяет получать сигиал нутации в полях любой иапряжеиности при малом объеме датчика. Практически сигнал иутации иаблюдался в полях с иапряжеииостью 0,07—2000 *э* при объеме датчика иутации 0,03 *см*³ и большей. Кроме того, если в датчике иутации иаправление течеиия жидкости совпадает с иаправлеиием градиеита виешиего поля, то при достаточио большой скорости течеиия и иапряжеиности осциллирующего поля амплитуда сигиала иутации не зависит от неодиородиости виешиего поля. Если в датчике иутации невозможно полиостью устраиить присутствие иеодиородиости поля, иаправ-

ленной поперек течения жидкости, то её влияние можно значительно уменьшить, применив модуляцию внешнего поля. Это позволяет получать сигнал нутации в сильно неоднородных полях (с относительной неоднородностью больше 100% на 1 *см*).

Таким образом, метод позволяет производить абсолютное измерение магнитных полей в широком диапазоне напряженностей и при больших градиентах с использованием стандартной аппаратуры ядерного резонанса без смены датчика. Погрешность, связанную со сдвигом сигнала ядерного резонанса при значительных изменениях скорости жидкости [195, 196], можно устранить при разумном конструировании датчика.

§ 2.6. Оценка точности измерения магнитного поля

Точность измерения магнитного поля зависит от точности определения частоты, при которой наблюдается максимум эффекта нутации. Сигнал нутации обладает довольно плоской вершиной, центр которой непосредственно зафиксировать трудно, поэтому практически наибольшая точность получается при определении положения точек, в которых сигнал абсорбции меняет полярность. Если эти точки зафиксированы с погрешностью $\pm\Delta H$, то и середину расстояния между ними можно определить с той же погрешностью. Эта величина является абсолютной погрешностью измерения поля. Обозначим амплитуду шумов в схеме детектора $A_ш$. Появление сигнала абсорбции той или иной полярности можно заметить только при условии сравнимости величины A с $A_ш$. Типичная форма сигнала нутации приведена на рис. 1.6. С ошибкой не выше 50% можно считать, что в точках инверсии сигнала абсорбции производная $\frac{dA}{dH}=\frac{2A_{макс}}{\delta H}$, где $A_{макс}$ — максимальная амплитуда сигнала абсорбции; δH — ширина сигнала нутации на полувысоте. В точках инверсии сигнала абсорбции $A = 0$, при сдвиге поля на величину $\pm\Delta H$ появляется сигнал абсорб-

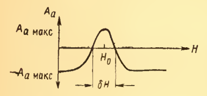


Рис. 1.6. Форма сигнала нутации.

ции с амплитудой $A = \frac{dA}{dH} \Delta H$. Величина ΔH, при которой $A = A_{ш}$, определяет погрешность измерения, она равна

$$\Delta H = \frac{A_{ш}}{dA/dH} = \frac{\delta H}{2a}, \tag{1.6}$$

где $a = \frac{A_{макс}}{A}$ — отношение сигнала к шуму.

Таким образом, для получения минимальной ошибки измерения нужно обеспечить минимальную ширину сигнала нутации. При больших габаритах датчика нутации δH определяется неоднородностью внешнего поля и поэтому падает с уменьшением объема датчика. При малых габаритах ширина сигнала определяется напряженностью осциллирующего поля и аппаратурным эффектом и уменьшается с ростом объема датчика. Таким образом, при заданной неоднородности поля имеется некоторый оптимальный объем датчика нутации, при котором ширина сигнала минимальна.

Как было показано в § 4.3, в неоднородном поле при $l_{н}$ grad $H \gg \frac{q}{\gamma v_{н}}$

$$\delta H = \frac{l_{н} \operatorname{grad} H}{2},$$

где $l_{н}$ — длина датчика нутации. Подставив это значение в выражение (1.6), получим зависимость абсолютной погрешности измерений от неоднородности поля

$$\Delta H = \frac{l_{н} \operatorname{grad} H}{4a}. \tag{2.6}$$

Относительная погрешность

$$\sigma_{н} = \frac{\Delta H}{H} = \frac{l_{н}}{4a} \cdot \frac{\operatorname{grad} H}{H}. \tag{3.6}$$

При $l_{н} = 4$ *мм* и $a = 100$

$$\sigma_{н} = 10^{-3} \frac{\operatorname{grad} H}{H}.$$

Если относительная неоднородность поля $\frac{\operatorname{grad} H}{H} = 10^{-2}$, то $\sigma_{н} = 10^{-5}$ (с помощью пермаллоевого зонда при такой неоднородности поля получается погрешность 10^{-4}) [144].

Погрешность измерений можно значительно уменьшить применением искусственной компенсации градиента внеш-

него поля [157]. При этом метод нутации в отличие от обычного метода ядерного резонанса можно применять в полях с очень большой неоднородностью, так как сигнал нутации можно заметить при гораздо большем градиенте внешнего поля в датчике, чем сигнал абсорбции.

Как показано в § 4.3, в однородном поле $\left(\text{при } l_{\text{н}} \operatorname{grad} H \ll \ll \frac{q}{\gamma v_{\text{н}}}\right)$ ширина сигнала

$$\delta H = \frac{1{,}6\pi q}{\gamma v_{\text{н}}},$$

откуда абсолютная погрешность измерений $\Delta H = \pm \frac{0{,}8\pi q}{\gamma v_{\text{н}} a}$. При $v_{\text{н}} = 0{,}2$ *см*^{3}, $q = 20$ *см*^{3}/*сек*, $a = 100$ $\Delta H = 10^{-4}$ *э*. Указанная зависимость ширины сигнала от параметров датчика наблюдалась в цилиндрическом проточном датчике. При изменении формы датчика может измениться только величина уширения из-за движения ядер, но вклад этого уширения в ширину сигнала нутации составляет всего 14%, т. е. даже при изменении величины уширения на 50% ширина сигнала изменится на 7%, т. е. выражение для ошибки измерений можно считать справедливым при любой форме проточного датчика.

При измерении напряженности слабых магнитных полей с датчиком малого объема необходимо учесть поправку на сдвиг Блоха — Зигерта [95—97, 163], которая составляет величину

$$\Delta_B = -\frac{H_1^2}{4H} = -\frac{\pi^2 q^2}{4\gamma^2 v_{\text{н}}^2 H}.$$

При $H = 10$ *э*, $v_{\text{н}} = 0{,}3$ *см*^{3}, $q = 30$ *см*^{3}/*сек* эта поправка мала $\Delta_B = -4 \cdot 10^{-6}$ *э*, но при $H = 0{,}1$ *э*, $v_{\text{н}} = 0{,}03$ *см*^{3}, $q = 30$ *см*^{3}/*сек* $\Delta_B = -0{,}04$ *э*. С учетом этой поправки связь напряженности поля с резонансной частотой осциллирующего поля имеет вид

$$\gamma H = \frac{\omega}{2}\left(1 + \sqrt{1 - \frac{\pi^2 q^2}{v_{\text{н}}^2 \omega^2}}\right) = \omega\left(1 - \frac{\pi^2 q^2}{4 v_{\text{н}}^2 \omega^2}\right). \qquad (4.6)$$

§ 3.6. Оптимальные размеры датчика нутации

Как было показано, при больших размерах датчика нутации, когда $l_{\text{н}} \operatorname{grad} H \gg \frac{\pi q}{\gamma v_{\text{н}}}$, абсолютная ошибка изме-

рения магнитного поля

$$\Delta H = \frac{l_{\text{н}}\,\text{grad}\,H}{4a}\,.$$

При малых размерах датчика, когда $l_{\text{н}}$ grad $H\,\frac{q}{\gamma v_{\text{н}}}$, абсолютная ошибка измерения $\Delta H = \frac{0{,}925\pi q}{\gamma v_{\text{н}} a}$.

Таким образом, при больших размерах датчика ошибка измерения растет с увеличением объема датчика, а при малых размерах растет с уменьшением объема датчика. Следовательно, имеются некоторые оптимальные размеры датчика, при которых ошибка измерения минимальна.

Очевидно, что оптимальные размеры должны удовлетворять условию

$$l_{\text{н опт}}\frac{\text{grad}\,H}{4a} = \frac{0{,}925\pi q}{\gamma v_{\text{н опт}} a}\,. \tag{5.6}$$

Откуда, подставив $v_{\text{н}} = \frac{\pi d^2_{\text{н опт}}}{4} - l_{\text{н опт}}$, где $d_{\text{н}}$ — диаметр датчика, получим

$$l^2_{\text{н опт}}\, d^2_{\text{н опт}} = \frac{15q}{\gamma\,\text{grad}\,H}\,. \tag{6.6}$$

Если $l_{\text{н}} = d_{\text{н}}$, то

$$d_{\text{н}} = \sqrt[4]{\frac{15q}{\gamma\,\text{grad}\,H}}\,. \tag{7.6}$$

При датчике прямоугольной формы с размерами $l_{\text{н}}$, $c_{\text{н}}$, $d_{\text{н}}$ оптимальные габариты связаны выражением

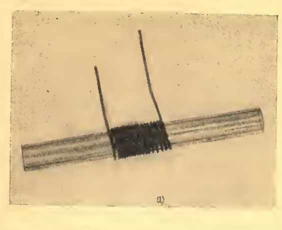
$$l^2_{\text{н опт}} c_{\text{н опт}} d_{\text{н опт}} = \frac{12q}{\gamma\,\text{grad}\,H}\,. \tag{8.6}$$

Во всех случаях l — протяженность датчика вдоль градиента поля.

§ 4.6. Практические конструкции датчиков нутации

Рассмотрим некоторые конструкции датчиков нутации. Наиболее простая конструкция представляет собой стеклянную или пластмассовую трубку с надетой на нее цилиндрической катушкой. Датчик с диаметром рабочего объема, равным диаметру соединительной трубки (рис. 2*а*.6, см. рис. 3*а*.3), целесообразно применять в полях с большим

градиентом, датчик с диаметром рабочего объема больше диаметра соединительной трубки (см. рис. 2б.6) следует применять в однородных полях. Эта конструкция обладает двумя недостатками: 1) она применима лишь в полях с гра-



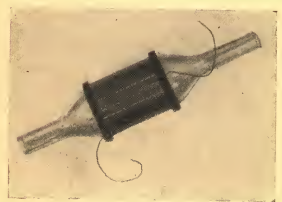


Рис. 2.6. Датчики ядерного резонанса:
а — для неоднородных магнитных полей; *б* — для однородных.

диентом, направленным поперек поля, так как при измерении необходимо, чтобы жидкость текла параллельно градиенту, а направление оси катушки было перпендикулярно вектору напряженности внешнего поля; 2) в этой конструк-

ции невозможно сделать длину датчика меньше его диаметра, потому что поле катушки распространяется вдоль ее оси на расстояние, большее ее диаметра.

Конструкции датчиков в виде трубки с поперечной плоской катушкой схематически изображены на рис. 3.6. Катушка намотана на плоский каркас, толщина которого определяет протяженность поля вдоль оси трубки. Снаружи катушка окружена латунным экраном, чтобы ограничить распространение осциллирующего поля вдоль оси трубки. Если диаметр датчика равен диаметру соединительной трубки (см. рис. 3*а*.6), то такой датчик применим при большой величине градиента поля. При диаметре датчика, большем диаметра соединительной трубки (см. рис. 3*б*.6), датчик целесообразно использовать в однородных полях. В случае, если трубка рабочего объема имеет конусообразную форму (см. рис. 3*в*.6), передвигая катушку вдоль трубки, можно менять поперечные размеры датчика, делая их оптимальными для имеющейся неоднородности поля. Сечение трубок датчиков (см. рис. 3.6) может быть круглым или прямоугольным. Перпендикулярность осей катушки и трубопровода позволяет применять датчик при любом относительном направлении вектора и градиента внешнего поля. Длина рабочего объема равна толщине катушки (расстояние между латунными экранами).

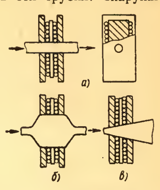


Рис 3.6. Конструкции датчиков нутации с поперечной плоской катушкой.

§ 5.6. Применение метода нутации

Настройка детекторов ядерного резонанса. При конструировании детекторов ядерного резонанса наиболее сложно получить сигнал первый раз, поэтому необходимо обеспечить достаточно высокую однородность внешнего поля в катушке датчика, установить частоту генератора детектора равной частоте прецессии ядер в датчике и установить оптимальную амплитуду модулирующего поля. Обычно ввиду отсутствия средств контроля

настройка на оптимальные условия резонанса в датчике производится вслепую, что приводит к большим затруднениям, особенно при недостатке опыта. Использование эффекта нутации позволяет значительно облегчить эту задачу.

Датчик налаживаемого детектора ЯМР включается в проточную систему между поляризаторами и другим проточным датчиком, в котором наблюдают сигнал ядерного резонанса. Подав на катушку первого датчика напряжение от генератора, по изменению сигнала во втором датчике определяют частоту прецессии ядер. По ширине сигнала нутации оценивают однородность поля в месте расположения датчика и, если она недостаточна для получения сигнала, то, пользуясь сигналом нутации для контроля, производят выравнивание топографии магнитного поля и находят точку с достаточно высокой однородностью. Закрепив датчик в этой точке и установив частоту генератора равной частоте прецессии ядер (по максимуму амплитуды сигнала нутации), подбирают оптимальную амплитуду напряжения на катушке датчика, при которой угол нутации равен $\frac{3\pi}{4}$, т. е. амплитуда сигнала во втором датчике равна 0,7 амплитуды при отсутствии нутации в первой катушке. Теперь можно с уверенностью считать, что в датчике налаживаемого детектора ЯМР выполнены условия для получения максимального сигнала и начать регулировку схемы детектора.

Опыты по применению ядерного резонанса в магнитной дефектоскопии. Одним из перспективных методов магнитной дефектоскопии является метод магнитных зондов с малогабаритными элементами для измерения напряженности магнитного поля.

Существует несколько типов зондов, обладающих различными качествами и особенностями. Здесь излагаются результаты опытов по применению датчика ядерного магнитного резонанса в качестве чувствительного элемента.

Основное преимущество измерения магнитного поля методом ядерного резонанса заключается в том, что при любой ориентировке датчика определяется средняя по его объему величина вектора напряженности поля. Все другие виды зондов дают показания, зависящие от ориентации чувствительного элемента относительно направления вектора магнитного поля, что сильно затрудняет измерения, особенно при поверхностях переменной кривизны.

Другое не менее важное преимущество — это возможность производить измерения поля на расстоянии, очень близком к поверхности детали (меньше 1 *мм*), что является следствием малых размеров датчика ядерного резонанса и абсолютности измерения. В наиболее совершенных пермаллоевых измерителях для получения высокой чувствительности необходимо применять компенсационную катушку больших габаритов, которая определяет размер чувстви-

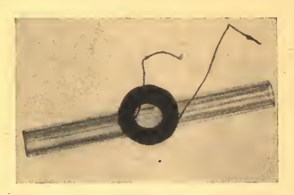


Рис. 4.6. Датчик иутации.

тельного элемента. Кроме того, приближение этой катушки к поверхности детали нарушает градуировку измерителя. Поэтому практически пермаллоевыми датчиками невозможно с высокой точностью измерять поле на близком расстоянии от поверхности детали. В то же время очевидно, что искажение рассеянного магнитного поля из-за наличия дефекта сильно падает с увеличением этого расстояния.

Магнитное поле вблизи исследуемых образцов является слабым и сильно неоднородным, поэтому для его измерения использован метод нутации. Чувствительным элементом зонда является первый датчик (датчик нутации) с размерами 0,2—0,4 *см*. В этой установке $H_{п} = 10\,000$ *э*, $v_{п} = 400$ *см*^{3}, $H_{а} = 30$ *э*. Длина соединительной трубки равна 200 *см*, ее сечение 0,07 *см*^{2}. Датчик нутации приведен на рис. 4.6. С его помощью можно измерять магнитные поля на очень близком расстоянии от поверхности детали. Объем датчика нутации — 0,03 *см*^{3}, объем датчика абсорбции — 5 *см*^{3}. Сигнал абсорбции детектировался автодинной схемой, поле измерялось с погрешностью 0,004 *э*.

Для проведения эксперимента датчик нутации закрепили в специальный зажим и перемещали вдоль поверхности исследуемых образцов в выбранном направлении. Данные

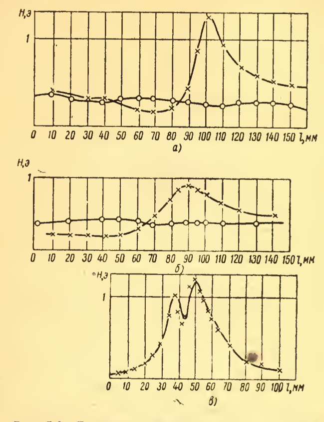


Рис. 5.6. Топография магнитного поля у плоской поверхности стальных деталей с искусственными дефектами:

а — при одной имитированной трещине; *б* — при одной имитированной трещине, не выходящей на поверхность; *в* — при двух имитированных трещинах.

некоторых измерений приводятся на рис. 5.6. Исследуемые образцы, представляющие собой стальные шлифованные бруски и пластинки, включались в магнитную цепь небольшого магнита (этот же магнит можно использовать для

поляризации жидкости). Напряженность магнитного поля на расстоянии 5 *мм* от образца была порядка 1 *э*.

Для выяснения чувствительности метода к выявлению трещин, выходящих на поверхность, был изготовлен образец, состоящий из стального шлифованного бруска сечением 30×30 *мм*^{2}, на который накладывались пластины толщиной 9 *мм* с боковыми гранями, поверхность которых была обработана с точностью до 1 *мк*. На рис. 5*а*.6 приводятся данные измерений, полученные при перемещении зонда вдоль этого образца. Высокий пик на кривой соответствует имитированной трещине, представляющей собой границу раздела двух плотно составленных пластин. Кривая без пика соответствует одной пластине (без трещин) и является в данном случае записью фона. Данные по измерению напряженности магнитного поля при перемещении зонда вдоль образца с имитированной трещиной, не выходящей на поверхность, представлены на рис. 5*б*.6. Пик соответствует стыку двух пластин, прикрытых 3-миллиметровой стальной пластиной. На рисунке также дана запись фона (без дефекта). Кривая на рис. 5*в*.6 соответствует образцу, имеющему две искусственные трещины, расположенные вблизи одна от другой. Из рисунка видно, что при данном расстоянии между трещинами дефекты выделяются раздельно.

Проделанные опыты подтверждают возможность применения ядерного измерителя поля в качестве чувствительного элемента магнитного зонда для выявления дефектов в изделиях из ферромагнитных материалов, в том числе сжатых трещин, не выходящих на поверхность.

Стабилизация магнитных полей. Для стабилизации магнитного поля методом нутации в это поле помещается датчик нутации, питаемый генератором с высокой стабильностью. Амплитуда резонансного осциллирующего поля устанавливается оптимальной для получения первого экстремума нутации, а частота генератора сдвигается относительно точного резонанса так, что амплитуда сигнала абсорбции становится равной нулю. При изменении напряженности стабилизируемого поля угол нутации меняется и на выходе схемы детектора, присоединенного к датчику абсорбции, появляется сигнал, полярность которого зависит от направления изменения стабилизируемого поля. Подав этот сигнал на схему стабилизации можно компенсировать изменение стабилизируемого поля. Достоинство метода в том, что датчик нутации не содержит

резонансного контура, поэтому его можно, не перестраивая, использовать в неограниченном диапазоне частот. Амплитуда сигнала нутации не зависит от напряженности поля и мало зависит от его неоднородности, поэтому метод применим в слабых и неоднородных полях.

В качестве источника частоты можно использовать кварцевый генератор, а плавное изменение поля осуществлять с помощью добавочного звукового генератора, работая на боковой полосе ядерного резонанса. Метод использован для стабилизации магнитного поля β-спектрометра $\pi\sqrt{2}$ с неоднородностью 1% на 1 *см*.

Глава 7

ИЗМЕРЕНИЕ РАСХОДА ЖИДКОСТЕЙ ПО АМПЛИТУДЕ СИГНАЛА ЯДЕРНОГО РЕЗОНАНСА

§ 1.7. Сущность и особенности метода измерения

В связи с развитием некоторых новых областей науки и техники появилась необходимость в создании методов дистанционного измерения расхода агрессивных жидкостей. В некоторой степени этим требованиям удовлетворяет электромагнитный расходомер [167, 168], в котором расход жидкости измеряется по э. д. с., возникающей в проводящей жидкости при протекании ее через магнитное поле. Этот метод широко используется на практике. Электромагнитный расходомер можно применять только с проводящими жидкостями, подобных приборов для измерения расхода жидких диэлектриков до настоящего времени не существовало. Ядерный магнитный резонанс позволяет решить эту задачу.

Принципиальная схема устройства изображена на рис. 1.7 [37]. Объем участка трубопровода $v_п$ помещен в сильное поляризующее поле $H_п$. Конец этого участка объемом $v_а$, помещенный в поле $H_а$, является датчиком ядерного резонанса, катушка контура которого присоединена к схеме детектора. Жидкость поляризуется в поле $H_п$ и, протекая через датчик, дает сигнал ядерного резонанса, амплитуда которого A зависит от скорости течения жидкости. Естественно, подобное устройство можно применять для измерения расхода жидкостей с большим количеством ядер, обеспечивающих хороший сигнал ядерного резонанса. Концентрация ядер должна сохраняться постоян-

ной с точностью, выше требуемой погрешности измерения расхода, или ее изменение должно быть известно для внесения поправки в чувствительность прибора. Концентрация ядер пропорциональна плотности, которая является функцией температуры, т. е. чувствительность связана с температурой. Влияние изменения остальных параметров жидкости можно устранить при конструировании прибора.

Рабочий участок трубопровода должен быть выполнен

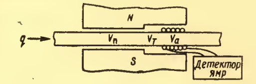


Рис. 1.7. Схема амплитудного ядерно-резонансного расходомера.

из немагнитного материала, а объем внутри катушки датчика из неэлектропроводного. Практически удобнее всего использовать пластмассу.

Информация о расходе выдается в виде электрического напряжения низкой частоты, которое можно передавать на расстояние, а также использовать в системах контроля и регулирования. Расходомер не имеет движущихся деталей. Он обеспечивает герметичность системы, что особенно удобно при ядовитых и активных жидкостях, и не вызывает дополнительных потерь напора. Он не чувствителен к перемене ориентировки трубопровода в пространстве. Он имеет линейную шкалу. Его инерционность определяется постоянной времени регистрирующей схемы и может быть сделана достаточно малой. Без существенного усложнения конструкции периодическую градуировку прибора можно производить методом абсолютного измерения расхода жидкости, описанным в гл. 8.

§ 2.7. Оптимальные параметры прибора и погрешность измерений

Параметры расходомера должны выбираться таким образом, чтобы обеспечить максимальную амплитуду сигнала ядерного резонанса, независимость показаний от вре-

мени релаксации жидкости T_1 и линейность шкалы прибора. Для этой цели прежде всего необходимо, чтобы величина намагниченности ядер в жидкости, входящей в датчик, была максимальной и не зависела от времени релаксации T_1. Если напряженности полей в поляризаторе и датчике равны: $H_п = H_а$, то величина намагниченности определяется выражением

$$M = X_0 H_п \left(1 - e^{-\frac{v_п}{qT_1}}\right).$$

Если $H_а \neq H_п$, то для обеспечения однородности поля $H_а$, необходимо, чтобы датчик ЯМР был расположен на некотором расстоянии от границы полей $H_п$ и $H_а$. Обозначим через $v_т$ объем расположенного в промежуточном поле $H_т$ участка трубопровода, по которому жидкость протекает из поляризатора в датчик ЯМР. При этом величина вектора намагничения определяется выражением

$$M = X_0 H_п \left(1 - e^{-\frac{v_п}{qT_1}}\right) e^{-\frac{v_т}{qT_1}} + X_0 H_т \left(1 - e^{-\frac{v_т}{qT_1}}\right) \quad (1.7)$$

или

$$M = X_0 H_п (1 + B),$$

где

$$B = \left(\frac{H_т}{H_п} - 1\right)\left(1 - e^{-\frac{v_т}{qT_1}}\right) - e^{-\frac{v_п + v_т}{qT_1}}. \quad (2.7)$$

В выражение для амплитуды сигнала ЯМР величина M входит сомножителем, поэтому для обеспечения измерения расхода с относительной ошибкой, меньшей $\sigma_{q\,доп}$, во всем диапазоне допустимых изменений времени релаксации T_1 относительное изменение величины M не должно превышать $\sigma_{q\,доп}$. Это можно обеспечить, выполнив условие

$$B < \sigma_{q\,доп}. \quad (3.7)$$

Величина B равна нулю при некотором оптимальном расходе, когда первое и второе слагаемые равны по величине. При расходе $q_{мин}$ на нижнем пределе диапазона измерений основной вклад вносит первый член и условие (3.7) будет

$$\left[\left(\frac{H_т}{H_п} - 1\right)\left(1 - e^{\frac{v_т}{q_{мин} T_1}}\right)\right] < \sigma_{q_{доп}}.$$

Таким образом, получаем условие для выбора $v_т$

$$v_т < q_{мин} T_1 \ln \left(1 - \sigma_{q\,доп} \frac{H_п}{H_п - H_т} \right). \qquad (4.7)$$

При расходе $q_{макс}$ на верхнем пределе диапазона измерений основной вклад в величину B вносит второй член, и выражение (3.7) принимает вид

$$e^{-\frac{v_п + v_т}{q T_1}} < \sigma_{q\,доп}.$$

Отсюда получаем условие для выбора объема поляризатора

$$v_п + v_т > q_{макс} T_1 \ln \frac{1}{\sigma_{q\,доп}}. \qquad (5.7)$$

Амплитуда сигнала в датчике определяется выражением (5.3), куда входит множитель $\gamma H_1 Z T_{1н} T_{2н}$, зависящий от времени релаксации T_1. Чтобы устранить зависимость от T_1 этого множителя, нужно выполнить условие

$$\gamma^2 H_1^2 T_{1н} T_{2н} \gg 1,$$

тогда

$$Z = \frac{1}{\gamma^2 H_1^2 T_{1н} T_{2н}} \left(1 - \frac{1}{\gamma^2 H_1^2 T_{1н} T_{2н}} \right)$$

и вышеупомянутый множитель становится равным

$$\frac{1}{\gamma H_1} \left(1 - \frac{1}{\gamma^2 H_1^2 T_{1н} T_{2н}} \right).$$

Для того чтобы ошибка, вносимая этим множителем при изменении $T_{1н}$, не искажала результатов измерений, необходимо выполнить условие

$$\frac{1}{\gamma^2 H_1^2 T_{1н} T_{2н}} < \sigma_{q\,доп}$$

или

$$Z < \frac{\sigma_{q\,доп}}{1 + \sigma_{q\,доп}}. \qquad (6.7)$$

При $Z \ll 1$, $\gamma H_1 T_{2н} \ll 1$ и $T_{2н} \ll T_{1н}$ выражение (5.3) имеет вид

$$A = \frac{A_м q}{\gamma H_1 v_а} \left(1 - e^{-\frac{v_а}{q T_1 Z}} \right) + \frac{A_м H_0}{\gamma H_1 T_1 H_п}. \qquad (7.7)$$

Для того чтобы на зависимость амплитуды сигнала от расхода не влияло время релаксации, необходимо выполнить два условия

$$q_{\text{макс}} < \frac{v_{\text{а}}}{T_1 Z \ln \frac{1}{\sigma_{q\,\text{доп}}}}\,, \tag{8.7}$$

$$q_{\text{мин}} < \frac{v_{\text{а}}}{T_1 H_{\text{п}} \sigma_{q\,\text{доп}}}\,. \tag{9.7}$$

При $Z \ll 1$, $\gamma H_1 T_{2\text{н}} \gg 1$ и $T_{2\text{н}} \ll T_{1\text{н}}$ выражение (5.3) имеет вид

$$A = \frac{A_{\text{м}} q}{\gamma H_1 v_{\text{а}}} \left[1 - \left(\cos \gamma H_1 \frac{v_{\text{а}}}{q} + \frac{\sin \gamma H_1 \frac{v_{\text{а}}}{q}}{\gamma H_1 T_{2\text{н}}} \right) e^{-\frac{v_{\text{а}}}{q T_{2\text{н}}}} \right] + \\ + \frac{A_{\text{м}} H_0}{\gamma H_1 H_{\text{п}}} \left(1 - \frac{\sin \gamma H_1 \frac{v_{\text{а}}}{q}}{\gamma H_1 \frac{v_{\text{а}}}{q}} e^{-\frac{v_{\text{а}}}{q T_{2\text{н}}}} \right). \tag{10.7}$$

Чтобы амплитуда сигнала не зависела от времен релаксации, необходимо выполнить следующие условия:

$$q > \frac{v_{\text{а}}}{T_{2\text{н}} \sigma_{q\,\text{доп}}} \tag{11.7}$$

или

$$q < \frac{v_{\text{а}}}{T_{2\text{н}} \ln \frac{1}{\sigma_{q\,\text{доп}}}}\,, \tag{12.7}$$

а также условие (9.7). Практически из условий (11.7) и (12.7) более реальным является последнее. Величина $T_{2\text{н}}$ при поперечной неоднородности поля в датчике $\Delta H_{\perp}$ приблизительно равна $T_{2\text{н}} = \frac{2}{\gamma \Delta H_{\perp}}$. Подставив эту величину в условие (12.7), получим при

$$\frac{H_1}{\Delta H_{\perp}} \gg 1$$

$$q_{\text{макс}} < \frac{v_{\text{а}} \gamma \Delta H_{\perp}}{2 \ln \frac{1}{\sigma_{q\,\text{доп}}}}\,. \tag{13.7}$$

Подставив это же значение в условие (8.7), получим при

$$\frac{H_1}{\Delta H_\perp} \ll 1$$

$$q_{\text{макс}} < \frac{2v_a \gamma H_1^2 T_{1\text{н}}}{T_1 \ln \frac{1}{\sigma_{q\,\text{доп}}} \Delta H_\perp}. \qquad (14.7)$$

Из условий (13.7) и (14.7) следует, что расширить диапазон измерений можно при $\frac{H_1}{\Delta H_\perp} \gg 1$ увеличением $\Delta H_\perp$, а при $\frac{H_1}{\Delta H_\perp} \ll 1$ уменьшением $\Delta H_\perp$ (увеличение H_1 не выгодно, так как из выражений (7.7) и (10.7) следует, что оно уменьшает амплитуду сигнала). Таким образом, наиболее благоприятным является условие $H_1 \approx \Delta H_1$ или $2\gamma H_1 T_{2\text{н}} = 1$. При $Z \ll 1$, $2\gamma H_1 T_{2\text{н}} = 1$ и $T_{2\text{н}} \ll T_{1\text{н}}$ выражение (5.7) имеет вид

$$A = \frac{A_{\text{м}} q}{\gamma H_1 v_a}\left(1 - \frac{v_a}{q T_{2\text{н}}} e^{-\frac{v_a}{q T_{2\text{н}}}}\right) + \frac{A_{\text{м}}}{\gamma H_1 T_1} \cdot \frac{H_0}{H_{\text{п}}}\left(1 - e^{-\frac{v_q}{q T_{2\text{н}}}}\right). \qquad (15.7)$$

При этом одним из условий отсутствия зависимости показаний от времени релаксации будет условие (9.7), а другим

$$\frac{v_a}{q T_{2\text{н}}} e^{-\frac{v_a}{q T_{2\text{н}}}} < \sigma_{q\,\text{доп}}. \qquad (16.7)$$

Например, при $\sigma_{q\,\text{доп}} \approx 0{,}01$ из неравенства (16.7) следует

$$q_{\text{макс}} \leqslant 0{,}15 v_a \gamma \Delta H_\perp,$$

а при $\sigma_{q\,\text{доп}} = 0{,}05$

$$q_{\text{макс}} \leqslant 0{,}22 v_a \gamma \Delta H_\perp.$$

Подставив в неравенство (6.7) $\gamma H_1 \approx \gamma \Delta H_\perp$ и $T_{2\text{н}} \approx \frac{2}{\gamma \Delta H_\perp}$, получим условие для оценки требуемой неоднородности поля в датчике

$$\gamma \Delta H_\perp T_{1\text{н}} \geqslant \frac{1}{2\sigma_{q\,\text{доп}}}. \qquad (17.7)$$

Остановимся еще на выборе напряженности поля H_a в датчике ЯМР. При выборе $H_a = H_п$ выражение (9.7) ограничивает нижний предел диапазона измерений, выбор $H_a \ll H_п$ требует удалять датчик от поляризующего поля, в связи с чем возникает ограничение нижнего предела диапазона измерений, определенное выражением (4.7). Практически для обеспечения достаточной однородности поля H_a в области датчика длина соединительного участка трубопровода, помещенного в поле $H_т \approx H_a$, должна быть не меньше 10 диаметров трубопровода, т. е. $v_т \approx \approx 10 v_a$. В общем случае

$$v_т \approx k v_a,$$

где k зависит от конкретной конструкции магнитной системы. На нижнем пределе диапазона измерений, пользуясь выражениями (4.7) и (9.7), должны выполняться условия

$$v_a \leqslant q_{мин} T_1 \frac{H_п}{H_a} \sigma_{q доп}$$

и

$$v_т \leqslant q_{мин} T_1 \sigma_{q доп} \frac{H_п}{H_п - H_a}.$$

Объем v_a следует выбирать возможно большим для увеличения амплитуды сигнала, а объем $x_т$ — для удаления датчика от поляризующего поля. Приравняв $v_т = k v_a$, получим

$$H_a = \frac{H_п k}{k+1}. \qquad (18.7)$$

Физически эта зависимость означает следующее. Размагничивание жидкости в объеме $v_т$ описывается множителем $\left[1 + \frac{H_a - H_п}{H_п}\left(1 - e^{-\frac{v_т}{q T_1}}\right)\right]$, паразитное намагничивание жидкости в объеме v_a описывается множителем $\left(1 + \frac{H_0}{H_п} \frac{v_a}{q T_1}\right)$, произведение этих множителей с учетом малости $\frac{v_т}{q T_1}$ равно

$$1 - \frac{v_т}{q T_1}\left(1 - \frac{H_a}{H_п}\right) + \frac{H_a}{H_п} \cdot \frac{v_a}{q T_1}.$$

Члены второго порядка малости отброшены. Это выражение равно единице при выполнении условия

$$v_т \frac{H_п - H_а}{H_п} = \frac{H_а}{H_п} v_а.$$

Подставив $v_т = k v_а$, получаем

$$H_а = \frac{H_п k}{k+1}.$$

Таким образом, соответствующим выбором напряженности полей $H_п$ и $H_а$ можно свести к нулю вклад первого порядка малости в ошибку измерения, при этом произведение будет равно

$$1 + \frac{v_т^2}{2q^2 T_1^2} \left(1 - \frac{H_а}{H_п}\right) - \frac{H_а}{H_п} \cdot \frac{v_т v_а}{q^2 T_1^2} + \\ + \frac{H_а^2}{H_п^2} \cdot \frac{v_т v_а}{q^2 T_1^2} = 1 + \frac{H_а^2}{H_п^2} \cdot \frac{v_т v_а}{q^2 T_1^2}$$

(отброшены члены третьего порядка малости).

Таким образом, вместо условий (4.7) и (9.7) появилось новое условие, справедливое при выполнении условия (18.7):

$$\frac{(k)^2 k a^2}{(k+1)^2 q^2 T_1^2} \leqslant \sigma_{q доп}, \text{ т. е.}$$

$$q_{мин} \geqslant \frac{v_а k}{T_1 (k+1)} \sqrt{\frac{1}{\sigma_{q доп}}}. \qquad (19.7)$$

§ 3.7. Пример практического расчета

Зададимся пределами измеряемых расходов $q_{мин} = 1$ *см³/сек* и $q_{макс} = 10$ *см³/сек*, погрешность измерения 0,01, время релаксации $T_1 \approx 1$ *сек*. Если 0,01 — погрешность относительно верхнего предела шкалы, то при $q = 1$ *см³/сек* фактическая погрешность $\sigma_{q доп} = 0{,}1$, при этом, используя условие (19.7), получим объем датчика $v_а = 0{,}11$ *см³* и $d_а = \sqrt[3]{v_а} = 4{,}8$ *мм*. Примем $K = 10$, тогда объем $v_т = 1{,}1$ *см³*, поле $H_а = H_т = \frac{H_п 10}{11}$, при $H_п = 5000$ *э*, $H_а = 4550$ *э*. Неоднородность поля из выражения (17.7) должна быть больше 0,008 *э/см*, а из неравенства (16.7) больше 0,046 *э/см*.

Из выражения (5.7) находим объем поляризатора

$$v_п = 45\ см^3.$$

Так как точность измерения расхода не может превышать отношение сигнала к шуму, то при минимальном расходе $q_{мин}$ это отношение должно быть не меньше 10. В процессе измерений необходимо строго поддерживать резонансные условия, относительное изменение амплитуды из-за сдвига частоты или поля не должно превышать $\sigma_{q\ доп}$. С такой же точностью нужно поддерживать амплитуду генерации на контуре H_1, стабильность поляризующего поля и напряжения в схеме приемника. Так как магнитная восприимчивость ядер X_0 зависит от температуры и химического состава вещества, то изменение этих параметров нужно контролировать и вносить соответствующие поправки в показания прибора.

§ 4.7. Применение амплитудного метода для измерения скорости кровотока

Изучение закономерностей течения крови в сосудах живого организма может дать очень много полезной информации о деятельности сердечно-сосудистой системы. В настоящее время для этой цели применяются несколько методов, связанных с введением в сосуды химических веществ (пузырьков газа, краски, меченых атомов) или специальных зондов. Измерения, проводимые этими методами, весьма сложны по исполнению и не обеспечивают достаточной точности.

Ю. И. Акимовым, А. И. Жерновым, Г. Д. Латышевым, О. В. Стаховым для исследования кровотока был применен описанный выше метод измерения расхода по амплитуде сигнала ядерного резонанса. С этой целью был создан прибор для измерения скорости крови острым методом.

Фотография прибора приведена на рис. 2.7. Слева видны входная и выходная стеклянные трубки, которые вставляются в просветы кровеносного сосуда. Под кожухом прибора расположена система магнитов, радиочастотная катушка датчика и детектора, настроенная на частоту 12 *Мгц*. Частота модуляции поля 1400 *гц*. С этой же частотой наблюдается сигнал ядерного резонанса. Его амплитуда пропорциональна скорости течения крови в трубке, проходя-

щей через катушку. Второй блок, расположенный на рисунке справа, предназначен для преобразования сигнала

Рис. 2.7. Фотография амплитудного расходомера ЯМР.

из первого блока, чтобы записать амплитуду на самописец электрокардиографа.

Осциллограмма усиленного сигнала с выхода первого блока при подключении прибора к бедренной артерии собаки приведена на рис. 3.7. Изменение амплитуды сигнала происходит с частотой пульса, составляющей в данном случае 1 удар в секунду. Амплитуда сигнала ядерного резонанса от протонов крови несколько меньше, чем амплитуда сигнала от протонов воды, по-видимому, из-за понижения добротности катушки в связи со значительной электропроводностью крови. Это же является причиной повышенного уровня шумов.

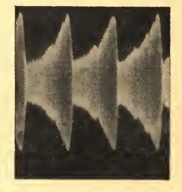


Рис. 3.7. Осциллограмма сигнала бедренной артерии собаки.

Оценка времени релаксации T_1 производилась по скорости уменьшения амплитуды сигнала после внезапной остановки течения крови (см. § 1.9). Уменьшение амплитуды сигнала во времени t происходит пропорционально множителю $\exp\left(-\frac{tA_\infty}{T_1A_0}\right)$, где A_∞ —

амплитуда сигнала при большой скорости течения крови; A_0 — амплитуда при скорости течения, равной нулю.

Измерения показали, что время релаксации протонов крови собаки T_1 равно 0,4 *сек*. Такое же значение T_1 было получено для протонов крови мыши и человека [40, 41].

Глава 8

АБСОЛЮТНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ С ПОМОЩЬЮ МАГНИТНОЙ ОТМЕТКИ ЯДЕР

§ 1.8. Принцип метода измерения

Наиболее прямой метод абсолютного определения скорости жидкости состоит в измерении промежутка времени, за который молекулы жидкости проходят некоторое известное расстояние. Для осуществления такого метода необходимо отметить молекулы или ядра жидкости в одном участке трубопровода и зарегистрировать их прибытие в другой.

Если расстояние между этими участками l_0, а время следования молекул t_0, то средняя скорость движения молекул жидкости на пути l_0 $W = \frac{l_0}{t_0}$. Метод ядерного магнитного резонанса позволяет отмечать ядра жидкости их поляризацией в магнитном поле. Если в конце измерительного участка трубопровода l_0 находится датчик ядерного резонанса, то при соблюдении определенных условий амплитуда сигнала будет пропорциональна намагниченности ядер. Быстрое изменение поляризации жидкости, произведенное в начале измерительного участка, вызовет через время t_0 соответствующее изменение амплитуды сигнала ядерного резонанса. Измерив t_0, можно определить скорость течения жидкости.

Естественным путем изменение поляризации ядер происходит медленно со временем релаксации $T = T_1$, достигающим нескольких секунд (T_1 — естественное спин-решеточное время релаксации). Это время увеличивает погрешность измерения промежутка времени t_0. Для уменьшения T ядра метят, производя искусственную деполяризацию ядер действием резонансного осциллирующего поля. Для этого перед прохождением жидкости через участок l_0 необходимо поляризовать ее сильным полем, а в начале этого участка поместить радиочастотную катушку (датчик

нутации). Возбудив в этой катушке резонансное осциллирующее поле, можно вызвать быструю деполяризацию или переполяризацию жидкости, а выключив это поле — быструю поляризацию. Измерение с одинаковым успехом можно вести с поляризацией и с переполяризацией. Схема измерителя изображена на рис. 1.8 [38—42].

Проходя через сильное поле, жидкость поляризуется и при отсутствии напряжения на катушке датчика нутации *3*, проходит через катушку датчика абсорбции *5*, имея большую намагниченность, что обеспечивает получение сигнала

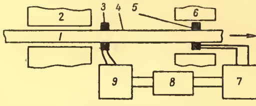


Рис. 1.8. Схема расходомера с магнитной отметкой ядер:

1 — объем в поляризующем поле; *2* — поляризующий магнит; *3* — катушка датчика нутации; *4* — измерительный участок трубопровода; *5* — катушка датчика абсорбции; *6* — магнит датчика абсорбции; *7* — детектор ЯМР; *8* — измеритель времени; *9* — генератор радиочастоты.

ядерного резонанса на схеме детектора *7*. При включенном напряжении на катушке *3* намагниченность ядер в протекающей через нее жидкости уменьшается до нуля или переориентируется относительно направления внешнего магнитного поля (происходит эффект нутации), поэтому сигнал ядерного резонанса или отсутствует, или имеет фазу, противоположную первоначальному сигналу. Может быть несколько видов работы измерителя: при использовании поляризации в начале измерения осциллирующее поле включено и сигнал абсорбции отсутствует, в момент времени t осциллирующее поле выключается и одновременно автоматически включается схема измерения времени *8*; в момент времени $t + t_0$ появляется сигнал абсорбции и выключает схему измерения времени, показания которой дают величину t_0. При использовании деполяризации в начале измерения осциллирующее поле выключено и имеется сигнал абсорбции. В момент времени t включается осциллирующее поле и одновременно схема измерения

времени. В момент времени $t + t_0$ сигнал абсорбции исчезает, и с помощью реле выключает измеритель времени. При использовании переполяризации вместо исчезновения и появления сигнала регистрируется изменение его фазы.

§ 2.8. Требования к параметрам установки

Для того чтобы изменение сигнала ядерного резонанса под влиянием резонансного осциллирующего поля $H_{1н}$ в катушке датчика нутации *3* (см. рис. 1.8) было достаточно большим, необходимо обеспечить возможно максимальную амплитуду сигнала в отсутствие поля $H_{1н}$ и возможно минимальную амплитуду в присутствии $H_{1н}$. Условия максимальной амплитуды сигнала в датчике абсорбции рассмотрены в гл. 3, при $T_{2н} \ll T_{1н}$ они имеют вид

$$Z_а \ll 1; \qquad (1.8)$$

$$\frac{l_а}{2WT_{2н}} = \frac{l_а \gamma \Delta H_{\perp а}}{W} \ll 1; \qquad (2.8)$$

$$\frac{l_а}{W} \gamma H_{1а} \approx \frac{3\pi}{4}. \qquad (3.8)$$

Здесь $Z_а = \frac{1}{1+\gamma^2 H_{1а}^2 T_1^2 T_{2н}^2}$ — фактор насыщения в датчике абсорбции; $H_{1а}$ — половина напряженности резонансного осциллирующего поля в нем; T_1 и $T_{2н}$ — эффективные, средние по сечению струи продольное и поперечное времена релаксации намагниченности ядер; $l_а$ — длина датчика абсорбции; $\Delta H_{\perp а}$ — неоднородность внешнего магнитного поля, направленная поперек струи в датчике абсорбции.

При соблюдении этих условий и $Z_а \ll \frac{l_а}{WT_1}$ из выражения (5.3) получается, что амплитуда сигнала на выходе детектора ЯМР *7* равна

$$A_а = 2{,}8\pi \eta_а Q_а N_а S_а \gamma H_а \left[M_{па} + X_0 H_а \frac{0{,}4 l_а}{WT_1} \right] + A_ш, \quad (4.8)$$

где $M_{па}$ — намагниченность ядер, входящих в объем датчика *5*; $H_а$ — напряженность поля в объеме датчика *5*; $A_ш$ — амплитуда шумов радиотехнической схемы, включая наводки.

Если l_0 — длина измерительного участка трубопровода *4* (см. рис. 1.8) между катушками *3* и *5*, находящегося

в поле H_0, то выражение для $M_{па}$, используя выражение (4.1), будет

$$M_{па} = X_0 H_0 + (M_{zвых} - X_0 H_0)\, e^{-\frac{l_0}{WT_1}}, \qquad (5.8)$$

где $M_{zвых}$ — проекция на направление внешнего поля намагниченности ядер, выходящих из датчика нутации *3*.

Естественной релаксацией в объеме датчика нутации можно пренебречь, поэтому в отсутствие осциллирующего поля $H_{1н}$ в катушке *3*

$$M_{zвых} = M_{вх} \approx X_0 H_п \left(1 - e^{-\frac{l_а}{WT_1}}\right), \qquad (6.8)$$

где $M_{вх}$ — намагниченность ядер, входящих в датчик нутации *3*; $l_п$ — длина трубопровода в поле поляризатора $H_п$.

При этом амплитуда сигнала абсорбции

$$A_а = K X_0 H_п \left(1 - e^{-\frac{l_п}{WT_1}}\right) e^{-\frac{l_0}{WT_1}} +$$

$$+ X_0 H_0 \frac{0,4 l_а}{WT_1} + X_0 H_0 \left(1 - e^{-\frac{l_0}{WT_1}}\right) + A_ш, \qquad (7.8)$$

$$K = 2,8\pi \eta_а Q_а N_а S_а \gamma H_а. \qquad (8.8)$$

При наличии в катушке *3* резонансного осциллирующего поля $H_{1н}$ величина $M_{zвых} \ll M_{вх}$ и амплитуда сигнала уменьшается. Как будет показано ниже, подобрав подходящие условия, можно сделать $M_{zвых}$ достаточно малой величиной и в выражении (4.8) ею можно пренебречь. Соответствующая минимальная амплитуда колебаний является фоном:

$$A_ф = K X_0 H_0 \frac{0,4 l_а}{WT_1} + X_0 H_0 \left(1 - e^{-\frac{l_0}{WT_1}}\right) + A_ш. \qquad (9.8)$$

Отношение сигнала к фону

$$\frac{A_0}{A_ф} = \frac{X_0 H_п \left(1 - e^{-\frac{l_п}{WT_1}}\right) e^{-\frac{l_0}{WT_1}} + X_0 H_а \frac{0,4 l_0}{WT_1} + \rightarrow}{X_0 H_а \frac{0,4 l_а}{WT_1} + X_0 H_0 \left(1 - e^{-\frac{l_0}{WT_1}}\right) + \frac{A_ш}{K}}$$

$$\rightarrow \frac{+ X_0 H_0 \left(1 - e^{-\frac{l_0}{WT_1}}\right) + \frac{A_ш}{K}}{}. \qquad (10.8)$$

Для надежной работы прибора необходимо обеспечить $\frac{A_0}{A_\phi} > 10$. При этом из выражения (10.8) получаем следующее условие:

$$X_0 H_0 \left(1 - e^{-\frac{l_0}{WT_1}}\right) + X_0 H_a \frac{0,4 l_a}{WT_1} + \frac{A_ш}{K} < \frac{X_0 H_п e^{-\frac{l_0}{WT_1}} \left(1 - e^{\frac{l_н}{WT_1}}\right)}{9}. \qquad (11.8)$$

Первый и второй члены левой части растут с уменьшением W. Третий член не зависит от W. В правой части первый экспоненциальный множитель превалирует при малых W, а второй — при больших. Таким образом, условие (11.8) разбивается на два.

При максимальной скорости $W_{макс}$ (на верхнем пределе диапазона измерений) оно имеет вид

$$\frac{A_ш}{K} \leqslant \frac{X_0 H_п \left(1 - e^{\frac{l_п}{T_1 W_{макс}}}\right)}{9}. \qquad (12.8)$$

При минимальной скорости $W_{мин}$ (на нижнем пределе диапазона измерений) оно имеет вид

$$X_0 H_0 \left(1 - e^{-\frac{l_0}{T_1 W_{мин}}}\right) + X_0 H_a \frac{0,4 l_a}{T_1 W_{мин}} + \frac{A_ш}{K} \leqslant \frac{X_0 H_п e^{-\frac{l_0}{T_1 W_{мин}}}}{9}. \qquad (13.8)$$

Из выражения (12.8) получаем зависимость

$$1 - e^{-\frac{l_п}{T_1 W_{мин}}} \geqslant \frac{9 A_ш}{K X_0 H_п}, \qquad (14.8)$$

где $K X_0 H_п$ — амплитуда сигнала при максимальной поляризации ядер, т. е. когда выполняются условия $l_п \gg T_1 W_{макс}$ и $l_0 \ll T_1 W_{мин}$. Обозначим отношение сигнала к шуму при максимальной поляризации $\frac{K X_0 H_н}{A_ш}$ через $a_{макс}$. Преобразовав зависимость (14.8), получим

условие

$$\frac{l_{\text{п}}}{T_1 W_{\text{макс}}} \geqslant \ln \frac{a_{\text{макс}}}{a_{\text{макс}} - 9}. \qquad (15.8)$$

В выражении (13.8) левая часть представляет амплитуду фона, три члена соответствуют трем различным факторам, участвующим в создании фона. Естественно принять вклад каждого из факторов одинаковым, равным 1/3 всего фона. При рассмотрении вклада второго члена получим условие

$$\frac{H_{\text{п}}}{H_{\text{а}}} \geqslant \frac{11 l_{\text{а}} e^{\frac{l_0}{T_1 W_{\text{мин}}}}}{T_1 W_{\text{мин}}}, \qquad (16.8)$$

при рассмотрении вклада третьего члена

$$\frac{l_0}{T_1 W_{\text{мин}}} \leqslant \ln \frac{a_{\text{макс}}}{27}, \qquad (17.8)$$

а первого члена —

$$\frac{H_{\text{п}}}{H_0} \geqslant 27 \left(e^{\frac{l_0}{T_1 W_{\text{мин}}}} - 1 \right). \qquad (18.8)$$

Как будет показано в дальнейшем, условие (18.8) практически удовлетворяются с избытком, поэтому амплитуда фона в основном определяется вторым и третьим членами левой части неравенства (13.8). Это делает условия (16.8) и (17.8) менее строгими:

$$\frac{l_0}{T_1 W_{\text{мин}}} \leqslant \ln \frac{a_{\text{макс}}}{18}, \qquad (19.8)$$

$$\frac{H_{\text{п}}}{H_{\text{а}}} \geqslant \frac{7 l_{\text{а}} e^{\frac{l_0}{T_1 W_{\text{мин}}}}}{T_1 W_{\text{мин}}}. \qquad (20.8)$$

Найдем условия, при которых осциллирующее поле $H_{1\text{н}}$ в катушке *3* (см. рис. 1.8) обеспечивает $M_{z\text{вых}} \leqslant M_{\text{вх}}$.

Изменение M_z под действием резонансного осциллирующего поля описывается выражением, полученным в приложении 1, которое при $T_{2\text{н}} \ll T_{1\text{н}}$ имеет вид

$$M_{z\text{вых}} = \left[\left(M_{\text{вх}} - \mathrm{X}_0 H_{\text{н}} Z_{\text{н}} \frac{T_{1\text{н}}}{T_1} \right) \left(\frac{e^{bt} + e^{-bt}}{2} + \frac{e^{bt} - e^{-bt}}{4 b T_{2\text{н}}} \right) + \right.$$

$$\left. + \frac{\mathrm{X}_0 H_{\text{н}} (1 - Z_{\text{н}})}{b T_1} \cdot \frac{e^{bt} - e^{-bt}}{2} \right] e^{-\frac{t}{2T_{2\text{н}}}} + \mathrm{X}_0 H_{\text{н}} Z_{\text{н}} \frac{T_{1\text{н}}}{T_1}, \qquad (21.8)$$

где

$$b=\sqrt{\frac{1}{4T_{2н}^2}-\gamma^2H_{1н}^2};$$

$Z_н=\frac{1}{1+\gamma^2H_{1н}T_{1н}T_{2н}}$ — фактор насыщения в датчике нутации; t — время, отсчитываемое с момента появления $H_{1н}$; $H_н$ — напряженность внешнего поля в датчике нутации.

Из этого выражения видно, что при любых значениях b и t $M_{z вых}>\mathrm{X}_0H_нZ_н\frac{T_{1н}}{T_1}$, поэтому для $M_{z вых}\leqslant M_{вх}$ необходимым является условие

$$\mathrm{X}_0H_нZ_н\frac{T_{1н}}{T_1}\ll M_{вх}. \quad (22.8)$$

Так как при выполнении условий (15.8) и (18.8) амплитуда сигнала абсорбции с ошибкой 10% пропорциональна $M_{z вых}$, то отношение сигнала к фону $\frac{A_а}{A_ф}$ с этой же ошибкой равно отношению $\frac{M_{вх}}{M_{z вых}}$ и, следовательно, $\frac{A_а}{A_ф}<$ $<\frac{M_{вх}T_1}{\mathrm{X}_0H_нZ_нT_{1н}}$.

Поэтому для $\frac{A_а}{A_ф}>10$ в датчике нутации должно быть выполнено условие

$$Z_н<\frac{M_{вх}T_1}{10\mathrm{X}_0H_нT_{1н}}. \quad (23.8)$$

При этом в выражении (21.8) можно пренебречь членами, содержащими $\mathrm{X}_0H_нZ_н$:

$$M_{z вых}=M_{вх}\left(\frac{e^{bt}+e^{-bt}}{2}+\frac{e^{bt}-e^{-bt}}{4bT_{2н}}\right)e^{-\frac{t}{2T_{2н}}}. \quad (24.8)$$

Эта зависимость графически изображена на рис. 2.8. Изменение $M_{z вых}$ при $\gamma H_{1н}T_{2н}>1{,}4$ носит колебательный характер, что неудобно, так как вызывает периодическое появление сигнала в датчике абсорбции. При $\gamma H_{1н}T_{2н}<1{,}4$ $M_{z вых}$ меняется апериодически, причем с уменьшением $\gamma H_{1н}T_{2н}$ время убывания $M_{z вых}$ растет. Так как это время определяет быстроту выключения измерителя времени и поэ-

тому входит в погрешность измерения интервала времени t_0, то желательно иметь как можно меньшую величину T,

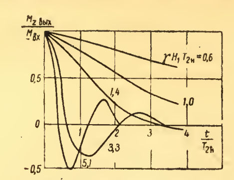


Рис. 2.8. Изменеиие намагничениости ядер под действием резоиаисиого осциллирующего поля в датчике иутации.

поэтому наиболее благоприятным является условие

$$\gamma H_{1н} T_{2н} \approx 1,4, \tag{25.8}$$

при этом из графика рис. 23.3

$$T = 3T_{2н} \approx \frac{6}{\gamma \Delta H_{\perp н}}, \tag{26.8}$$

т. е. скорость отметки жидкости определяется поперечной неоднородностью поля в датчике нутации *3* (см. рис. 1.8).

§ 3.8. Рабочие формулы для измерения скорости жидкости

Измерение максимальной осредненной скорости молекул. Включение схемы измерения времени производится одновременно с подачей напряжения высокой частоты на катушку *3* (см. рис. 1.8), при этом имеется некоторая задержка $\tau_{вкл}$, определяемая инерционностью реле включения схемы. В свою очередь появление осциллирующего поля в катушке *3* происходит с постоянной времени $\tau_{н1}$, определяемой ее индуктивностью, т. е. тоже несколько запаздывает относительно подачи напряжения. С момента возникновения осциллирующего поля поляризации жидкости в катушке *3* начинает падать

и практически полностью исчезает за время $3T_{2н}$. Увеличивая поперечную неоднородность внешнего поля в катушке *3*, можно сделать $T_{2н}$ пренебрежимо малым, при этом фронт деполяризации возникает практически мгновенно. В начальный момент он расположен в торцовом сечении катушки *3*, ближнем к катушке *5*. Включение схемы измерения времени запаздывает относительно момента появления фронта деполяризации на $\tau_{вкл} - \tau_{н1}$.

Выключение схемы измерения времени производится в результате уменьшения амплитуды сигнала ядерного резонанса, вызванного приходом в катушку датчика *5* деполяризованных ядер. Это уменьшение начинается с момента входа в рабочий объем датчика наиболее быстрых молекул фронта деполяризации. Расстояние l_0 между ближними торцами катушек *3* и *5* молекулы в максимальной осредненной скоростью $W_{макс}$ пройдут за время

$$t_{0мин} = \frac{l_0}{W_{макс}}. \qquad (27.8)$$

Если прибор настроен так, что реле выключения измерителя времени начинает срабатывать при малейшем уменьшении амплитуды сигнала, то счет времени прекратится с приходом этих наиболее быстрых молекул фронта деполяризации с запаздыванием $\tau_{выкл}$, обусловленным инерционностью реле выключения измерителя времени.

Измеренное время $t_{мин}$ отличается от истинного времени следования молекул $t_{0мин}$ на величину

$$\tau = \tau_{выкл} - \tau_{вкл} + \tau_{н1}. \qquad (28.8)$$

при этом максимальная осредненная скорость движения молекул

$$W_{макс} = \frac{l_0}{t_{мин} + \tau}. \qquad (29.8)$$

Измерение минимальной осредненной скорости молекул. Последними в датчик абсорбции *5* войдут молекулы фронта деполяризации с минимальной осредненной скоростью $W_{мин}$. При выходе их из датчика изменение сигнала заканчивается. Если дискриминаторное устройство обеспечивает срабатывание реле выключения измерителя времени, когда амплитуда сигнала ядерного резонанса достигнет своей минимальной величины, то счет времени прекращается с уходом из дат-

чика этих наиболее медленных молекул. Измеренное при этом время $t_{\text{макс}}$ дает значение минимальной осредненной скорости молекул

$$W_{\text{мин}} = \frac{l_0 + l_a}{\sqrt{(t_{\text{макс}} + \tau)^2 + \tau_{\text{д}}^2}}, \qquad (30.8)$$

где l_a — эффективная длина катушки датчика абсорбции, $\tau_{\text{д}}$ — постоянная времени детектора ядерного резонанса.

Таким образом, установив уровень дискриминации на максимальную или минимальную величину, можно измерить соответственно максимальную или минимальную осредненную скорость молекул жидкости в струе.

Измерение средней скорости жидкости. В момент возникновения фронт деполяризации представляет собой резкую границу, разделяющую жидкость с максимальной $M_{\text{макс}}$ и минимальной $M_{\text{мин}}$ намагниченностью ядер, и расположен в сечении трубопровода на торце катушки нутации *3* (см. рис. 1.8).

Это начальное сечение движется со средней скоростью жидкости $W_{\text{ср}}$, причем в процессе движения фронт деполяризации расплывается в обе стороны от начального сечения и за время прохождения измерительного участка его протяженность вдоль струи достигает величины l_d.

Чтобы измерить среднюю скорость, необходимо зафиксировать момент прохождения через датчик начального сечения. Для этого надо знать зависимость амплитуды сигнала ядерного резонанса от координаты начального сечения внутри датчика. Так как амплитуда сигнала зависит от намагниченности ядер, определим среднюю по объему датчика намагниченность ядер в момент прохождения начального сечения через его середину. Если бы все молекулы в струе имели скорость, близкую к $W_{\text{ср}}$, то фронт деполяризации не размывался, и в момент прохождения начальным сечением через центр датчика абсорбции половина объема датчика впереди начального сечения была бы занята жидкостью с намагниченностью $M_{\text{макс}}$, а вторая половина — жидкостью с намагниченностью $M_{\text{мин}}$, т. е. средняя по объему датчика намагниченность ядер была бы равна $\frac{M_{\text{макс}} + M_{\text{мин}}}{2}$.

На самом деле молекулы жидкости имеют разные скорости. Обозначим через N полное число молекул в объеме датчика, а через $dN\,(W)$ число молекул, имеющих осред-

ненную скорость на участке измерения l_0 в пределах от W до $W + dW$.

Молекулы со скоростью $W > W_{ср}$ обгоняют начальное сечение и в рассматриваемый момент часть объема датчика впереди этого сечения будет занята поляризованной жидкостью. Молекулы со скоростью $W < W_{ср}$ отстанут от начального сечения и часть объема датчика позади сечения будет занята поляризованной жидкостью.

При этом величина средней по объему датчика намагниченности ядер определяется следующим выражением:

$$M = \frac{M_{макс}}{N} \int\limits_{W_{ср}\left(1+\frac{\Delta l}{2l_0}\right)}^{W_{макс}} a\frac{dN}{dW}dW + \frac{M_{мин}}{N} \int\limits_{W_{мин}}^{W_{ср}\left(1-\frac{\Delta l}{2l_0}\right)} a\frac{dN}{dW}dW +$$

$$+ \frac{M_{макс} - M_{мин}}{2N} \int\limits_{W_{ср}\left(1-\frac{\Delta l}{2l_0}\right)}^{W_{ср}\left(1+\frac{\Delta l}{2l_0}\right)} a\frac{(W - W_{ср})\,2l_0}{W_{ср}\Delta l}\cdot\frac{dN}{dW}dW +$$

$$+ \frac{M_{макс} + M_{мин}}{2N} \int\limits_{W_{ср}\left(1-\frac{\Delta l}{2l_0}\right)}^{W_{ср}\left(1+\frac{\Delta l}{2l_0}\right)} a\frac{dN}{dW}dW,$$

$$a = e^{-\frac{l_0}{WT_1}\left(\frac{W - W_{ср}}{W_{ср}}\right)}, \tag{31.8}$$

где Δl — длина датчика абсорбции; l_0 — расстояние от места образования фронта деполяризации до центра датчика абсорбции. Сечение датчика принято равным сечению трубопровода. В выражении (31.8) неизвестной является величина $\frac{dN}{dW}$, которая характеризует распределение жидкости по осредненным скоростям в струе.

В случае идеального ламинарного течения

$$\frac{dN}{dW} = \frac{dN}{dr}\cdot\frac{dr}{dW}, \tag{32.8}$$

где r — расстояние от оси трубопровода.

Величина $\frac{dN}{dr}dr = 2\pi rn\Delta l\,dr$ равна числу молекул в датчике абсорбции, имеющих расстояние от оси в пределах

от r до $r+dr$ (n — количество молекул в единице объема жидкости). Отсюда

$$\frac{dN}{dr} = 2\pi rn\Delta l. \qquad (33.8)$$

Распределение скорости жидкости по сечению трубопровода при ламинарном течении имеет вид

$$W = 2W_{\text{ср}}\left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right), \qquad (34.8)$$

где R — радиус трубопровода.

Из выражения (34.8)

$$\frac{dr}{dW} = -\frac{R^2}{4rW_{\text{ср}}}. \qquad (35.8)$$

Подставив выражения (33.8) и (35.8) в формулу (32.8), получим

$$\frac{dN}{dW} = -\frac{\pi\Delta l n R^2}{2W_{\text{ср}}} = -\frac{N}{2W_{\text{ср}}}. \qquad (36.8)$$

Подставив равенство (36.8) в формулу (31.8), с учетом того, что при ламинарном течении $W_{\text{мин}} = 0$, $W_{\text{макс}} = 2W_{\text{ср}}$, и приняв для простоты $a = 1$, получим

$$\overline{M} = \frac{M_{\text{макс}} + M_{\text{мин}}}{2}. \qquad (37.8)$$

На самом деле $a \neq 1$. Это вносит в измерения некоторую погрешность, которую можно назвать «релаксационной». В случае ламинарного течения эта погрешность может быть довольно значительной.

При турбулентном течении жидкости если размер датчика

$$\Delta l > (W_{\text{макс}} - W_{\text{мин}})\frac{l_0}{W_{\text{ср}}}$$

и $a = 1$, выражение для $\overline{M}$ имеет вид

$$\overline{M} = \frac{M_{\text{макс}} + M_{\text{мин}}}{2} + \frac{M_{\text{мин}} - M_{\text{макс}}}{N}\frac{l_0}{\Delta l} \times$$
$$\times \int\limits_{W_{\text{мин}}}^{W_{\text{макс}}} (W - W_{\text{ср}})\frac{dN}{dW}\,dW. \qquad (38.8)$$

Второй член в этом выражении тождественно равен нулю, т. е.

$$\overline{M} = \frac{M_{\text{макс}} + M_{\text{мин}}}{2}.$$

Если длина датчика недостаточна, чтобы в него одновременно вмещался весь размытый фронт турбулентной диффузии, то для нахождения величины $\overline{M}$ необходимо знать закон распределения молекул по скоростям $\left(\frac{dN}{dW}\right)$ в турбулентном потоке, а также $W_{\text{макс}}$ и $W_{\text{мин}}$.

Как показало исследование процесса турбулентной диффузии при ярко выраженном турбулентном течении жидкости, максимальные величины скоростей пульсации, направленных параллельно и антипараллельно движению струи, приблизительно равны между собой $|W_{\text{макс}} - W_{\text{ср}}| \approx \approx |W_{\text{ср}} - W_{\text{мин}}|$. Величина $\frac{dN}{dW}$ не зависит от знака $W - W_{\text{ср}}$, т. е. распределение молекул по скоростям пульсаций в первом приближении не зависит от направления.

При этих условиях из выражения (31.8) следует, что $\overline{M} = \frac{M_{\text{макс}} + M_{\text{мин}}}{2}$. В случае турбулентного или неустановившегося течения жидкости релаксационная погрешность гораздо меньше, чем при ламинарном течении. Оценим влияние на амплитуду изменения по длине датчика интенсивности обмена энергией ядер с контуром.

Все предыдущие рассуждения остаются справедливыми, если считать, что расстояние Δl не равно длине датчика абсорбции $l_{\text{а}}$ и что это протяженность самого начального сечения. Таким образом, величина намагниченности ядер среднего по объему начального сечения $M_{\text{ср}} = \frac{M_{\text{макс}} + M_{\text{мин}}}{2}$ или, если принять, что $M_{\text{мин}} \ll M_{\text{макс}}$, то $M_{\text{ср}} = \frac{M_{\text{макс}}}{2}$.

Пусть x — координата, отсчитываемая от начала датчика абсорбции вдоль струи, $P(x)$ — интенсивность обмена энергией ядер с контуром, а x_0 — координата расположения начального сечения в датчике. Рассмотрим случай, когда протяженность фронта деполяризации $l_d \gg l_{\text{а}}$, при этом амплитуда сигнала связана с координатой x_0 следую-

щим выражением:

$$\frac{A}{A_{\text{макс}}}=\frac{\int_0^{l_a} P(x)\,[M_{\text{ср}}+\dot M(x-x_0)]\,dx}{\int_0^{l_a} P(x)\,M_{\text{макс}}\,dx}=\frac{M_{\text{ср}}}{M_{\text{макс}}}+$$

$$+\frac{\dot M\left[\int_0^{l_a}(x-x_0)\,P(x)\,dx\right]}{\int_0^{l_a} P(x)\,M_{\text{макс}}\,dx}, \qquad (39.8)$$

где $\dot M$ — градиент намагниченности, направленный вдоль струи (при $l_a \ll l_d$ на протяжении l_d его можно принять не зависящим от x). Так как $M_{\text{ср}}=\frac{M_{\text{макс}}}{2}$, то

$$\frac{A}{A_{\text{макс}}}=\frac{1}{2}+\frac{\dot M}{M_{\text{макс}}}\cdot\frac{\int_0^{l_a}(x-x_0)\,P(x)\,dx}{\int_0^{l_a} P(x)\,dx}. \qquad (40.8)$$

Из выражения (40.8) следует, что $A=\frac{A_{\text{макс}}}{2}$, когда начальное сечение проходит в датчике абсорбции координату $x_{0\frac{1}{2}}$, удовлетворяющую условию

$$\int_0^{l_a}(x-x_{0\frac{1}{2}})\,P(x)\,dx=0. \qquad (41.8)$$

Если $P(x)=\text{const}$, то выражение (41.8) упрощается: $\frac{l_a^2}{2}-l_d x_{0\frac{1}{2}}=0$, откуда $x_{0\frac{1}{2}}=\frac{l_a}{2}$. Это же справедливо, если $P(x)$ обладает симметрией относительно сечения с координатой $x=\frac{l_a}{2}$. Таким образом, если $P(x)=\text{const}$ или обладает симметрией относительно среднего сечения датчика абсорбции, то $A=\frac{A_{\text{макс}}}{2}$ при прохождении начальным сечением середины датчика абсорбции.

При малой неоднородности поля в датчике

$$P(x) = \sin\left(\Theta \frac{x}{l_а}\right),$$

где $\Theta = \gamma H_{1а} \frac{l_а}{W_{ср}}$ — угол нутации намагниченности за время прохождения ядрами датчика абсорбции. Подставив это значение $P(x)$ в выражение (41.8), получим условие, определяющее $x_{0\frac{1}{2}}$,

$$\int_0^{l_а} x \sin\left(\Theta \frac{x}{l_а}\right) dx = \int_0^{l_а} x_{0\frac{1}{2}} \sin\left(\Theta \frac{x}{l_а}\right) dx,$$

откуда

$$\frac{x_{0\frac{1}{2}}}{l_а} = \frac{\sin\Theta\,(\Theta - \cos\Theta)}{1 - \cos\Theta}. \qquad (42.8)$$

Зависимость $\frac{x_{0\frac{1}{2}}}{l_а}$ от Θ приведена в табл. 1.8.

Таблица 1.8

Θ	0,4	1	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{3\pi}{4}$	π	0,2	0
$\frac{x_{0\frac{1}{2}}}{l_а}$	0,67	0,65	0,64	0,62	0,5	0,66	0,67

При $\pi \geqslant \Theta \geqslant 0$ $x_{0\frac{1}{2}} = (0,5-0,7)\, l_а$, при $\Theta = \frac{3\pi}{4}$ $x_{0\frac{1}{2}} = 0,6 l_а$.

При большой поперечной неоднородности внешнего поля в датчике, когда время релаксации $T_{2н} \ll \frac{l_а}{W_{ср}}$, интенсивность обмена энергией ядер с контуром уменьшается с координатой x по закону

$$P(x) = e^{-\frac{x}{W T_1 Z}},$$

где $Z = \frac{1}{1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_{2н}}$ — фактор насыщения. Подставив

это значение в выражение (41.8), получим условие, определяющее $x_{0\frac{1}{2}}$,

$$x_{0\frac{1}{2}} \int_0^{l_a} e^{-\frac{x}{WT_1Z}}\, dx = \int_0^{l_a} x e^{-\frac{x}{WT_1Z}}\, dx.$$

После интегрирования оно имеет вид

$$\frac{x_{0\frac{1}{2}}}{l_a} = \frac{WT_1Z}{l_a} \left[1 + \frac{\frac{l_a}{WT_1Z} e^{-\frac{l_a}{WT_1Z}}}{e^{-\frac{l_a}{WT_1Z}} - 1} \right]. \qquad (43.8)$$

Эта зависимость приведена в табл. 2.8.

Таблица 2.8

$\frac{l_a}{WT_1Z}$	0	0,2	0,3	0,5	1	00
$\frac{x_{0\frac{1}{2}}}{l_a}$	0,5	0,48	0,46	0,45	0,42	0
$e^{-\frac{l_a}{WT_1Z}}$	1	0,82	0,74	0,61	0,37	0

Определить величину $\frac{l_a}{WT_1Z}$ в датчике ядерного резонанса можно, измерив отношение векторов намагничения ядер в струе жидкости на выходе и на входе датчика. Отношение этих величин равно $e^{-\frac{l_a}{WT_1Z}}$.

Практически при использовании автодинных детекторов $\frac{l_a}{WT_1Z} < 0,5$, т. е. $0,5 \geqslant \frac{x_{0\frac{1}{2}}}{l_a} \geqslant 0,45$.

Рассмотрим случай $l_d \ll l_a$. Между поляризованной и неполяризованной жидкостями имеется резкая граница, расположенная в начальном сечении и движущаяся вместе с ним. При прохождении начального сечения через датчик абсорбции зависимость амплитуды сигнала от x_0 (расстояние положения начального сечения от переднего торца

катушки на рис. 1.8)

$$\frac{A}{A_{\text{макс}}}=\frac{\int\limits_{x_0}^{l_a} l(x)\,dx}{\int\limits_{0}^{l_a} P(x)\,dx}\,. \qquad (44.8)$$

Если $P(x)=\text{const}$, то из выражения (44.8) получаем $\frac{A}{A_{\text{макс}}}=\frac{l_a-x_0}{l_a}$; при $\frac{A}{A_{\text{макс}}}=\frac{1}{2}$ координата начального сечения $x_{0\frac{1}{2}}=0{,}5$. Это же справедливо, если $P(x)=P(l_a-x)$.

При $P(x)=\sin\left(\Theta\frac{x}{l_a}\right)$ из выражения (44.8) получаем

$$\frac{A}{A_{\text{макс}}}=\frac{\cos\left(\Theta\frac{x}{l_a}\right)}{\cos\Theta-1}, \qquad (45.8)$$

откуда при $\frac{A}{A_{\text{макс}}}=1/2$

$$\frac{\cos\Theta-\cos\left(\Theta\frac{x_{0\frac{1}{2}}}{l_a}\right)}{\cos\Theta-1}=\frac{1}{2}\,. \qquad (46.8)$$

Эта зависимость дана в табл. 3.8.

Таблица 3.8

Θ	0,4	1	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{3\pi}{4}$	π	0,2	0,1	0
$\frac{x_{0\frac{1}{2}}}{l_a}$	0,70	0,69	0,66	0,6	0,5	0,7	0,71	0,71

При $\pi\geqslant\Theta\geqslant0$ $x_{0\frac{1}{2}}=(0{,}5-0{,}7)\,l_a$; при $\Theta=\frac{3\pi}{4}$ $x_{0\frac{1}{2}}=0{,}6l_a$.

При $P(x)\approx e^{-\frac{x}{WT_1Z}}$ из выражения (43.8) получаем

$$\frac{e^{-\frac{x}{WT_1Z}}-e^{-\frac{x_{0\frac{1}{2}}}{WT_1Z}}}{e^{-\frac{l_a}{WT_1Z}}-1}=\frac{1}{2}$$

или

$$\frac{x_{0\frac{1}{2}}}{l_а} = \frac{WT_1Z}{l_а} \ln \frac{2}{e^{-\frac{l_а}{WT_1Z}} + 1} . \qquad (47.8)$$

Эта зависимость дана в табл. 4.8, при $0 < \frac{l_а}{WT_1Z} \leqslant 0,5$

$0,5 \geqslant \frac{x_{0\frac{1}{2}}}{l_а} \geqslant 0,44$.

Таблица 4.8

$\frac{l_а}{WT_1Z}$	0	0,2	0,3	0,5	1
$\frac{x_{0\frac{1}{2}}}{l_а}$	0,5	0,48	0,46	0,44	0,38
$e^{-\frac{l_а}{WT_1Z}}$	1	0,82	0,47	0,61	0,37

Подводя итог, можно сказать, что для измерения средней скорости следует уровень дискриминации устанавливать на половину максимальной амплитуды, так как лишь в этом случае результат измерений не будет зависеть от эффекта турбулентной диффузии. При этом

$$W_{ср} = \frac{l_0 + x_{0\frac{1}{2}}}{\sqrt{(t+\tau)^2 + \tau_д^2}} . \qquad (48.8)$$

Если $P(x) = \text{const}$ или $P(x) = P(l_а - x)$, то выключение схемы измерения времени будет производиться, когда начальное сечение фронта деполяризации достигнет середины датчика, т. е. в этом случае $x_{0\frac{1}{2}} = 0,5 l_а$ и среднюю скорость течения жидкости можно определить по формуле

$$W_{ср} = \frac{l_0 + 0,5 l_а}{\sqrt{(t+\tau)^2 + \tau_д}} . \qquad (49.8)$$

Если в датчике имеется большая поперечная неоднородность поля, т. е. $T_{2н} \ll l_а$, то при малых скоростях

жидкости, когда $\frac{l_а}{WT_1Z}=1$, $\frac{x_{0\frac{1}{2}}}{l_а}\approx 0{,}4$, а при больших скоростях, когда $\frac{l_а}{WT_1Z}\ll 1$, $\frac{x_{0\frac{1}{2}}}{l_а}=0{,}5$.

Если в датчике поперечная неоднородность поля не слишком велика, т. е. $T_{2н}>\frac{l_а}{W_{макс}}$, то при больших скоростях жидкости, когда $\frac{l_а}{W_{макс}}\gamma H_1\ll 1$, $\frac{x_{0\frac{1}{2}}}{l_а}\approx 0{,}7$. При уменьшении скорости это отношение падает. Когда $\gamma H_1\frac{l_а}{W}\approx\pi$, $\frac{x_{0\frac{1}{2}}}{l_а}\approx 0{,}5$.

Таким образом, при больших скоростях жидкости, когда $\frac{l_а}{W}<T_{2н}$ и $0<\gamma H_1\frac{l_а}{W}<1$, величина $\frac{x_{0\frac{1}{2}}}{l_а}\approx 0{,}7$, а при малых скоростях, когда $\frac{l_а}{W}>T_{2н}$ и $\frac{l_а(1+\gamma^2H_1^2T_1T_{2н})}{WT_1}\approx 1$, величина $\frac{x_{0\frac{1}{2}}}{l_а}\approx 0{,}4$, если ограничиться скоростями, при которых $0<\frac{l_а}{WT_1}<0{,}1$.

Неопределенность величины $x_{0\frac{1}{2}}$, составляющая примерно 0,1 $l_а$, вызывает относительную ошибку абсолютного измерения расхода

$$\frac{\Delta W}{W}\approx\frac{0{,}1l_а}{l_0+0{,}5l_а}. \qquad (50.8)$$

Длина датчика примерно равна диаметру трубопровода d, при этом

$$\frac{\Delta W}{W}=\frac{0{,}1d}{l_0+0{,}5d}. \qquad (51.8)$$

Таким образом, для уменьшения ошибки нужно увеличивать длину измерительного участка.

Все рассуждения в настоящем параграфе велись для случая работы с деполяризацией жидкости. В начальный момент времени после включения осциллирующего поля трубка *4* рис. 1.8 заполнена поляризованной жидкостью, а полость внутри катушки *3* — деполяризованной. Поэто-

му фронт деполяризации проходит по краю катушки *3*, ближнем к катушке *5*.

При работе с поляризацией, когда в начальный момент резонансное осциллирующее поле катушки *3* выключается, фронт поляризации расположен вблизи края катушки *3*, дальнем от катушки *5*, так как трубка *4*, и полость внутри катушки заполнены деполяризованной жидкостью. Больше никаких принципиальных различий между обоими способами нет, поэтому полученные результаты справедливы для работы с поляризацией при замене во всех выражениях l_0 на $l_0 + l_н$, где $l_н$ — эффективная длина катушки *2* при соответствующем изменении уровня дискриминации.

§ 4.8. Способ определения эффективной длины катушки

При измерении максимальной скорости молекул жидкости с деполяризацией из выражения (29.8)

$$W_{макс} = \frac{l_0}{t_{деп} + \tau},$$

где $t_{деп}$ — время, сосчитанное схемой измерения времени при максимальном уровне дискриминации. При измерении этой же скорости с поляризацией

$$W_{макс} = \frac{l_0 + l_н}{t_{пол} + \tau},$$

где $t_{пол}$ — время, сосчитанное схемой измерения при минимальном уровне дискриминации. Приравняв оба выражения, получим значение $l_н$

$$l_н = \frac{l_0 (t_{пол} - t_{деп})}{t_{пол} + \tau}. \qquad (52.8)$$

Эта эффективная длина не обязательно должна равняться геометрической протяженности катушки вдоль струи. Величина $\frac{l_н}{2}$ дает расстояние от центра катушки до сечения расположения фронта деполяризации или поляризации в начальный момент. Расстояние l_0 должно отсчитываться именно от этого сечения. Если катушка *3* геометрически подобна катушке *5* (см. рис. 1.8), то их эффективные длины примерно одинаковы ($l_н \approx l_а$), при этом величина

$$l_0 = l_ц - l_н, \qquad (53.8)$$

где $l_ц$ — расстояние между серединами катушек *3* и *5*.

§ 5.8. Способ определения поправок τ и $\tau_д$

Поправки τ и $\tau_д$ можно найти, суммируя отдельные их составляющие, которые можно вычислить или измерить. Этот метод ненадежный, так как на самом деле отдельные задержки могут не суммироваться, а накладываться друг на друга. Наиболее надежный метод определения поправок прямое экспериментальное измерение, что можно сделать, например, произведя измерение одной и той же скорости жидкости при двух величинах расстояния $l_0 : l_0'$ и l_0''. Из выражения (29.8) получим

$$W_{макс} = \frac{l_0'}{t_{мин}' + \tau} = \frac{l_0''}{t_{мин}'' + \tau},$$

а из выражения (30.8)

$$W_{мин}^2 = \frac{(l_0' + l_а)^2}{(t_{макс}' + \tau)^2 - \tau_д^2} = \frac{(l_0'' + l_а)^2}{(t_{макс}'' + \tau)^2 - \tau_д^2},$$

откуда получаются два независимых выражения для τ и $\tau_д$:

$$\tau = \frac{l_0' t_{мин}'' - l_0'' t_{мин}'}{l_0'' - l_0'}; \tag{54.8}$$

$$\tau_д^2 = \frac{(l_0'' + l_а)^2 (t_{макс}' - \tau)^2 - (l_0' + l_а)^2 (t_{макс}'' + \tau)^2}{(l_0'' - l_0')^2}. \tag{55.8}$$

Поправку τ можно сделать незначительной, использовав в измерительной схеме быстродействующие триггерные устройства. Поправка $\tau_д$ связана с инерциональностью детектора ядерного резонанса. При наблюдении сигнала в слабом магнитном поле с помощью детектора автодинного типа она определяется в основном регенерированной добротностью приемного контура. При использовании других типов детекторов и при наблюдении сигнала в сильном поле задержка определяется полосой тракта усиления сигнала.

§ 6.8. Пример практического исследования расходомера

Практическое измерение скорости жидкости производилось на экспериментальной установке, блок-схема которой приведена на рис. 1.8. Для предварительной поляризации жидкости был использован панцирный магнит с объемом межполюсного пространства 400 *см*^{3}. Диаметр трубопро-

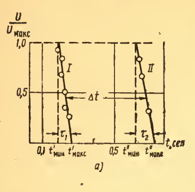
вода (соединительной трубки) 0,45 *см*. Датчик абсорбции — полый стеклянный цилиндр диаметром 18 *мм*, катушка намотана в 2 слоя проводом ПЭ-0,15, длина катушки 10 *мм*, объем полости внутри катушки 2,5 $см^3$. Такой большой рабочий объем был использован, чтобы увеличить влияние величины x_0. Эффективная длина рабочего объема (в предположении его сечения равным сечению трубопровода) $l_а = 15$ *см*, при этом величина $x_0 = 0{,}5\ l_а$ сравнима с l_0, и ее можно легко оценить из результатов эксперимента. Конструкция датчика нутации *3* подобна приведенной на рис. 3*а*.3. Катушка длиной 4 *мм* надета непосредственно на трубопровод. Напряженность внешнего поля в ней около 1 *э*. К катушке *3* подключается звуковой генератор ЗГ-10, настроенный на частоту 4550 *гц*. Катушка *5*, включенная в контур автодинного детектора ядерного резонанса, была помещена в рассеянное поле поляризующего магнита напряженностью около 12 *э*, модулированное с частотой 50 *гц* из-за пульсации питающего напряжения.

Сигнал наблюдался в виде синусоидального напряжения частотой 50 *гц*. Это напряжение превращалось в импульсы положительной полярности, следующие с частотой 50 *гц*, амплитуда которых была пропорциональна амплитуде сигнала ядерного резонанса. Через дискриминаторное устройство эти импульсы подавались на пересчетную схему ПС-64, которая их считала. Включение пересчетной схемы производилось тумблером, который одновременно подключал выход ЗГ-10 к катушке *3*. С момента включения тумблера происходил счет импульсов сигнала ядерного резонанса, прекращавшийся из-за уменьшения амплитуды импульсов при входе в датчик размагниченной жидкости. Если был установлен максимальный уровень дискриминации, то прекращение счета происходило при малейшем уменьшении амплитуды сигнала, если он был равен половине амплитуды импульсов, то счет прекращался при уменьшении сигнала вдвое и т. д. Время, сосчитанное схемой, определялось по числу n сосчитанных импульсов:

$$t = \frac{n}{50}.$$

Экспериментальная зависимость сосчитанного измерительной схемой времени от установленного смещения на дискриминаторе приведена на рис. 3*а*.8. При максимальной величине смещения $U_{макс}$ прекращение счета

импульсов происходит при амплитуде сигнала, отличающейся от максимальной очень мало. Точки группы I соответствуют величине $l_0 = l'_0 = 10$ *см*, точки группы II $l_0 = l''_0 = 114{,}5$ *см*.



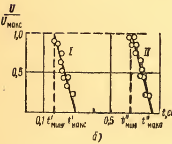


Рис. 3.8. Зависимость времени, сосчитанного схемой измерения времени в расходомере, от установленного уровня дискриминации:

а — при малой постоянной времени детектора ЯМР; *б* — при повышенной постоянной времени детектора ЯМР.

Непосредственно из графика находятся величины:

$$t'_{\text{мин}} = 0{,}16 \text{ сек};$$

$$t'_{\text{макс}} = 0{,}24 \text{ сек};$$

$$t''_{\text{мин}} = 0{,}62 \text{ сек};$$

$$t''_{\text{макс}} = 0{,}74 \text{ сек}.$$

Они дают возможность определить поправки τ и $\tau_{\text{д}}$. По формуле (54.8) $\tau = -0{,}115$ *сек*, по формуле (55.8) $\tau_{\text{д}} = 0{,}04$ *сек*.

Для примера на рис. 3*б*.8 приведены результаты аналогичного эксперимента при постоянной времени схемы детектора, искусственно завышенной путем уменьшения полосы пропускания усилителя сигнала ядерного резонанса. В этом случае $t'_{\text{мин}} = 0{,}16$ *сек*; $t'_{\text{макс}} = 0{,}3$ *сек*; $t''_{\text{мин}} = 0{,}62$ *сек*; $t''_{\text{макс}} = 0{,}76$ *сек*.

При этом из формулы (54.8) получается $\tau = -0{,}115$ *сек*, а из формулы (55.8) получается $\tau_{\text{д}} = -0{,}17$ *сек*.

Экспериментальные результаты, приведенные на рис. 3.8, позволяют определить уровень дискриминации, при котором измеряется средняя скорость молекул, и величину x_0 в выражении для средней скорости (48.8): для I случая $W_{\text{ср}} = \frac{l'_0 + x_0}{\sqrt{(t' + \tau)^2 - \tau_{\text{д}}^2}}$, для II случая $W_{\text{ср}} = \frac{l''_0 + x_0}{\sqrt{(t'' + \tau)^2 \tau_{\text{д}}^2}}$. Так как величины x_0, τ и $W_{\text{ср}}$ одинаковы в обоих слу-

чаях при установке одинакового уровня дискриминации, а $\tau_д^2 \ll (t+\tau)^2$, то $W_{ср} = \frac{l''_0 - l'_0}{t'' - t'}$.

Величина $W_{ср}$, измеренная независимо объемным методом, была 219 *см/сек*, $l''_0 - l'_0 = 104{,}5$ *см*, при этом $t'' - t' = 0{,}478$ *сек*. Из рис. *3а*.8 находим, что такая величина соответствует уровню дискриминации $U = \frac{м U_{акс}}{2}$, зная уровень дискриминации, можно из данных рис. *3а*.8 найти величину t, а по этой величине определить значение x_0 по формуле $x_0 = W_{ср}(t+\tau) - l_0$, которая следует из выражения для средней скорости (48.8). В случае I ($t' = 0{,}2$ *сек*) $x_0 = 7{,}95$ *см*; в случае II ($t'' = 0{,}78$ *сек*) $x_0 = 8{,}5$ *см*.

Эффективная длина датчика $l_а = 15$ *см*, поэтому в случае I $x_0 = 0{,}53\, l_а$, в случае II $x_0 = 0{,}56\, l_а$, что соответствует теоретическим пределам изменения x_0. Описанная экспериментальная установка позволила проверить правильность рабочих формул, но она не могла обеспечить высокую точность измерения, так как из-за малой частоты следования импульсов погрешность измерения времени была 0,02 *сек*. Оценка погрешности метода была произведена на другой установке. В этой установке был использован поляризующий магнит с объемом межполюсного пространства 300 *см*^{3} и напряженностью около 5000 *э* и вторичный магнит с объемом 20 *см*^{3} и напряженностью 2800 *э*. Диаметр трубопровода 4,5 *мм*, длина измерительного участка 146 *см*. Катушка первая была подобна использованной в предыдущей установке, катушка вторая содержала восемь витков провода, намотанных в один слой. Объем датчика абсорбции был около 0,2 *см*^{3}. Сигнал регистрировался автодинным детектором, максимальная частота модулирующего поля была 2000 *гц*, что принципиально могло обеспечить погрешность измерения времени 0,0005 *сек*.

Результаты измерений при нескольких величинах скорости жидкости W приведены в табл. 5.8, где f — частота следования сигнала, n — число импульсов, сосчитанных счетной схемой. Для каждой скорости приведены три серии измерений величины n, каждая из которых состояла из десяти отдельных измерений, результат серии определялся как среднее арифметическое (при дальнейшей обработке прибора это предполагается делать автоматически).

Относительная ошибка, определяемая по повторяемости числа сосчитанных импульсов, не превышает 0,25%, а при

Таблица 5.8

W, *см/сек*	427	172	110	72
f, *гц*	2000	500	500	500
n_1	686,6	416,7	666,1	1020
n_2	678,6	416,3	663,6	1017,6
n_3	683,8	418,7	661,4	1017,8
$\bar{n}$	683,0	416,9	663,7	1018,5
$\frac{\Delta n}{\bar{n}}$	0,21	0,24	0,24	0,1

малом расходе падает до 0,1%. В погрешность измерения скорости кроме этой величины входит ошибка определения длины участка l, которая составляет приблизительно $\frac{0,1\,(d+l_а)}{l_а}$, где d — диаметр катушки датчика, а $l_а$ — длина датчика абсорбции, и погрешности измерения частоты. Обе эти ошибки меньше 0,1%, т. е. погрешность измерения скорости определяется разбросом величины n и в созданном приборе не превышает 0,25%.

Этот статистический разброс вызывается тремя причинами: 1) радиотехническими помехами, 2) пульсациями расхода, даваемыми насосом, 3) нестабильностью уровня дискриминации счетной схемы. Первые две причины оценке не поддаются. Оценка влияния третьей причины произведена экспериментально.

Как было установлено, средняя скорость измеряется, если счет импульсов прекращается в момент, когда амплитуда сигнала составляет половину максимальной, т. е. если уровень дискриминации $U = \frac{A_{макс}}{2}$. В момент прекращения счета импульсов через центр датчика проходит сечение фронта деполяризации, которое прошло участок l_0 со средней скоростью $W_{ср}$. Если относительное смещение

уровня дискриминации $\frac{\Delta U}{U} = \pm 1$, т. е. если установлен максимальный или минимальный уровень дискриминации, то счет импульсов прекращается, когда это сечение находится от центра датчика на расстоянии $x = \pm 1/2\ (l_d + l_a)$, где l_d — длина фронта поляризации, обусловленная процессом турбулентной диффузии. Согласно экспериментальным данным, величина x линейно зависит от ΔU, т. е. если уровень дискриминации смещен от величины $U = \frac{A_{\text{макс}}}{2}$ на ΔU, то в момент прекращения счета это сечение находится от центра датчика на расстоянии $x = 0{,}5\ \frac{\Delta U}{U}\ (l_d + l_a)$. При этом возникает ошибка в измерении средней скорости $\Delta W_{\text{ср}} = -0{,}5\,\frac{\Delta U}{U} \cdot \frac{l_d + l_a}{t + \tau}$, где t — время, сосчитанное схемой. Так как длина датчика гораздо меньше длины измерительного участка, то $W_{\text{ср}} = \frac{l_0}{t + \tau}$ и относительная ошибка измерения скорости

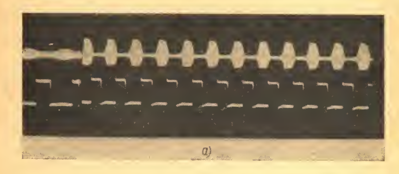
$$\frac{\Delta W_{\text{ср}}}{W_{\text{ср}}} = -\frac{\Delta U}{U} \cdot \frac{l_d + l_a}{2l_0}.$$

В экспериментальной установке величины $l_0 = 146$ *см*, $l_a = 15$ *см*; l_d была определена при $W_{\text{ср}} = 427$ *см/сек* и равна 12 *см*, т. е. $\frac{\Delta W_{\text{ср}}}{W_{\text{ср}}} < 0{,}1\ \frac{\Delta U}{U}$. Из этого следует, что при относительном смещении уровня дискриминации на 1% появляется ошибка измерения скорости в 0,1%, т. е уровень дискриминации должен поддерживаться равным половине амплитуды сигнала с точностью, в 10 раз меньшей, чем требуется точность измерений расхода жидкости. При оценке точности абсолютных измерений расход одновременно с погрешностью в 1% определялся по времени наполнения калиброванного объема. В пределах этой погрешности расхождений не наблюдалось.

Автоматическое измерение расхода осуществляется несколькими методами. В импульсно-частотном методе напряжение резонансной частоты на размагничивающую катушку подается через электронный ключ, который открыт, когда на выходе схемы детектора ядерного резонанса имеется сигнал, и закрыт, когда сигнал отсутствует.

В такой системе сигнал ядерного резонанса появляется периодически с частотой, пропорциональной расходу жид-

кости. Осциллограмма такого сигнала ядерного резонанса при постоянном расходе приведена на рис. 4*а*.8, а при переменном расходе — на рис. 4*б*.8. Сигнал представляет собой синусоидальные колебания с частотой 1500 *гц*, отдельные периоды которых по фотографии неразличимы.



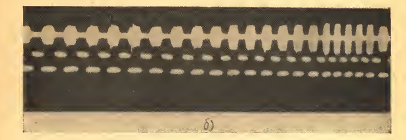


Рис. 4.8. Осциллограммы сигнала ядерного резонанса в проточном датчике при измерении скорости жидкости частотно-импульсным методом:

а — постоянный расход; *б* — переменный расход.

Частота модулирующих колебаний равна $\frac{W}{l}$ *гц*, где W — скорость жидкости, а l — длина измерительного участка.

Во временно-импульсном методе резонансное напряжение на размагничивающую катушку подается короткими импульсами, следующими с некоторой постоянной частотой. При этом с такой же частотой происходят кратковременные уменьшения амплитуды сигнала ядерного резонанса, которые легко преобразовать в регистрируемые импульсы любой полярности. Скорость жидкости можно опреде-

лять по сдвигу фаз между импульсами размагничивающего напряжения и регистрирующими импульсами.

В обоих методах необходима автоматическая фиксация момента времени, когда амплитуда сигнала в датчике абсорбции достигает половину максимальной величины, меняющейся с изменением расхода жидкости, ее химического состава или чувствительности схемы детектора. Для этой цели можно использовать следящий дискриминатор, уровень которого автоматически устанавливается равным половине максимальной амплитуды сигнала в датчике. Уровень дискриминации не должен реагировать на периодические исчезновения сигнала, т. е. дискриминатор должен обладать достаточно большой инерционностью, которая увеличивает инерционность измерителя расхода.

Другой возможностью является применение дискриминатора с постоянным уровнем и автоматической регулировкой усиления амплитуды сигнала до дискриминатора.

Наиболее просто автоматическую регулировку уровня дискриминации можно осуществить, применив для отметки жидкости перемагничивание ядер. При этом по одну сторону от фронта деполяризации будет жидкость с магнитным моментом ядер $M_{\text{макс}}$, а по другую — с магнитным моментом $M_{\text{мин}} = -M_{\text{макс}}$. При прохождении начального сечения через центр датчика абсорбции в нем будет жидкость со средней по объему намагниченностью $M = \frac{M_{\text{макс}}}{2} + \frac{M_{\text{мин}}}{2} = 0$.

Таким образом, в этом случае независимо от величины намагниченности ядер жидкости и от чувствительности схемы детектора для измерения скорости необходимо фиксировать момент прохождения амплитуды сигнала в датчике через нуль. Такой метод не увеличивает инерционности измерений, а увеличивает в два раза отношение сигнала к шуму.

Как было показано в гл. 2, чтобы осуществить перемагничивание ядер в проточной жидкости, следует градиент внешнего магнитного поля grad H в катушке нутации направить вдоль течения жидкости и выполнить условие

$$\gamma H_1^2 \geqslant 3W \operatorname{grad} H, \qquad (56.8)$$

где H_1 — половина напряженности резонансного осциллирующего поля катушки. Для размагничивания градиент внешнего поля должен быть направлен поперек течения жидкости.

Начальная протяженность фронта деполяризации $\Delta l = \frac{2H_1}{\mathrm{grad}\, H}$ с учетом условия (56.8) будет $\Delta l = \frac{6W}{\gamma H_1}$, т. е. при достаточно большой напряженности осциллирующего поля величина Δl, так же как и при использовании размагничивания жидкости, пренебрежимо мала.

Рис. 5.8. Частотно-импульсный расходомер.

Длина измерительного участка l_0 определяется расстоянием между начальным положением фронта деполяризации в катушке нутации и серединой датчика абсорбции. При отметке жидкости перемагничиванием ядер начальное положение фронта деполяризации можно произвольно устанавливать в любом сечении струи в катушке нутации выбором частоты осциллирующего поля, соответствующей частоте прецессии ядер в этом сечении. При случайных изменениях напряженности внешнего магнитного поля или частоты осциллирующего поля положение сечения струи будет несколько смещаться вдоль нее, но если гра-

диент внешнего поля достаточно велик, то это смещение пренебрежимо мало.

На рис. 5.8 приведена фотография первого частотно-импульсного ЯМР расходомера с диапазоном 3—50 *л/ч*, созданного В. В. Екатерининым, А. И. Жерновым, О. В. Стаховым.

Выносной блок, расположенный в цилиндрическом кожухе, содержит магнитную систему и две радиочастотные катушки, соединяемые шестиметровым кабелем с входным разъемом электронного блока.

Трубопровод, в котором измеряется расход жидкости, проходит через выносной блок вдоль его оси. Информация о расходе преобразуется в постоянное напряжение и измеряется стрелочным прибором, расположенным на передней панели электронного блока, или самопишущим вольтметром, подсоединяемым к зажимам. Первый импульсно-фазовый ЯМР расходомер, созданный А. И. Жерновым и В. М. Стасевичем, имеет диапазон 0,5÷4 $м^3/ч$. Погрешность обоих приборов около 1%.

Глава 9

ИЗМЕРЕНИЕ БОЛЬШИХ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ T_1 В НЕПРЕРЫВНОМ ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ

§ 1.9. Обзор методов измерения T_1

Прямой метод [169, 170]. Обычно его применяют, если $T_1 > 0,5$ *сек*. Для измерений этим методом получают сигнал ядерного резонанса при малом насыщении, затем повышением амплитуды резонансного осциллирующего поля сигнал насыщают практически до полного исчезновения. В момент времени t_0 осциллирующее поле уменьшают до прежней величины, при этом амплитуда сигнала A начинает увеличиваться со временем релаксации T_1 по закону

$$A = A_\infty (1 - e^{\frac{t-t_0}{T_1 Z}}),$$

где A_∞ — амплитуда сигнала при $t - t_0 \gg T_1 Z$; Z — фактор насыщения. Построив зависимость $\ln \frac{A_\infty}{A_\infty - A}$ от $t - t_0$, по наклону полученной прямой находят $T_1 Z$. Так как насыщение мало, то $Z \approx 1$, т. е. $T_1 Z \approx T_1$. Для регистрации

изменения амплитуды сигнала во времени часто используется киносъемка.

Подобный же метод использован в установке, созданной польскими учеными [171, 172]. Сигнал наблюдают при модуляции поля с частотой 50 *гц*. Увеличением амплитуды резонансного осциллирующего поля вызывают полное насыщение сигнала. В некоторый момент времени внешнее поле резко меняют, при этом условия резонанса нарушаются и намагниченность ядер начинает возрастать со временем релаксации T_1. С этого же момента включается электролитический потенциометр, который плавно подводит внешнее поле к резонансу в заданное время Δt. В момент резонанса наблюдается сигнал с амплитудой A, пропорциональной намагниченности ядер, который фотографируется. Построив зависимость $\ln \frac{A_\infty}{A_\infty - A}$ от Δt, можно по наклону прямой определить T_1. В этой установке сигнал наблюдают при большой амплитуде осциллирующего поля, но насыщение не влияет на ход процесса релаксации, так как он происходит не в резонансном поле. Точность измерений 3—5%.

Импульсные методы. В методе Торри [72, 73, 79, 80, 173] намагниченность ядер в образце насыщают коротким мощным импульсом резонансного осциллирующего поля. Через время Δt после снятия насыщающего импульса подают второй импульс и при этом наблюдают сигнал ядерного резонанса A. Построением зависимости $\ln \frac{A_\infty}{A_\infty - A}$ от Δt находят T_1 (A_∞ — амплитуда сигнала при $\Delta t \gg T_1$).

В методе спинового эха Хана [68—71, 174—179] образец подвергается воздействию серии импульсов резонансного осциллирующего поля. Измерение зависимости амплитуды появляющихся вторичных сигналов от промежутка времени между первичными импульсами позволяет определять T_1.

Метод низкочастотной модуляции. Этот метод заключается в измерении амплитуды сигнала при разных частотах модуляции внешнего поля, сравнимых по величине с $\frac{1}{T_1}$ [130, 180—182], или в измерении двух чередующихся амплитуд сигнала при несимметричной модуляции поля. О погрешности можно судить по результатам работы Чиаротти и Гуилотто, в которой было измерено

T_1 воды, насыщенной кислородом под давлением в 1 *атм* ($1,4 \pm 0,2$ *сек*), и T_1 обескислороженной воды ($3,6 \pm 0,2$ *сек*), она составляет 6—14%.

Все рассмотренные методы не применимы для измерения T_1 движущейся жидкости, если величина $\frac{l}{W}$ (l — линейный размер датчика, W — скорость движения жидкости) сравнима с величиной T_1, так как приток в датчик поляризованной жидкости уменьшает эффективное измеряемое время релаксации, а приток неполяризованной жидкости его увеличивает. Это вызывает относительную ошибку измерений порядка $\frac{WT_1}{l}$.

Метод Суриана [1]. Этот метод применим для измерения $T_1 = (0,01 + 0,1)$ *сек*. В нем используется зависимость амплитуды сигнала A от скорости течения жидкости W через датчик. Построив графически зависимость величины $\frac{A - A_0}{A_0}$ (A_0 — амплитуда сигнала в неподвижной жидкости) от величины $\frac{W}{l}$ (l — длина катушки датчика), можно определить время релаксации.

Метод Хрынкевича и Валюги [8]. В их установке процесс измерений также состоит в снятии зависимости амплитуды сигнала в проточном датчике от скорости течения жидкости. Для определения T_1 необходимо построить график этой зависимости и экстраполировать его к нулевой и бесконечной скоростям течения. Суриан предлагал производить измерения при заведомо большом насыщении, Хрынкевич и Валюга предложили производить измерения при малом насыщении и определять из графика фактор насыщения. Это позволило понизить нижний предел измерений от 0,1 *сек* до нескольких секунд. Из приведенных авторами примеров видно, что ошибка измерений для $T_1 = 2,7$ *сек* составляет 10%, а для $T_1 = 0,15$ *сек* — 80%.

Методы Антоновича и Гауссена. Ими был предложен метод измерения времени релаксации T_1 путем периодической остановки жидкости [6, 9, 10]. Как было отмечено во введении, рассуждения Антоновича справедливы при условии полного перемешивания жидкости в датчике за время, гораздо меньшее времени прохождения ядра через датчик, что невозможно реально осуществить, и поэтому его метод пригоден лишь для приближенной

оценки величины T_1. Метод Гауссена не имеет особых преимуществ перед обычным прямым методом измерения T_1, когда на кинопленке фиксируется рост сигнала после снятия насыщения ядерного резонанса сильным осциллирующим полем.

Метод Жернового и Пивоварова. Внешне он похож на метод Гауссена. Жидкость с большой скоростью протекает через датчик, затем ее останавливают и фиксируют изменение амплитуды сигнала во времени. В отличие от метода Гауссена в этом методе жидкость перед прохождением через датчик протекает через объем поляризации, расположенный в том же магнитном поле H, т. е. в датчик поступает поляризованная жидкость, при этом амплитуда сигнала A в текущей жидкости не равна нулю, а пропорциональна вектору намагничения ядер, вносимому жидкостью в датчик. После остановки жидкости амплитуда сигнала уменьшается со временем релаксации T_1 до величины $A_1 = AZ$. Таким образом, в этом методе кроме величин T_1Z можно по отношению амплитуд сигналов в неподвижной и движущейся жидкостях определить величину Z. Это позволяет производить измерения при оптимальной величине $Z = 0{,}5$, в то время как в методах Гауссена и прямом методе, где величина Z неизвестна, необходимо работать при $Z \approx 1$, что уменьшает отношение сигнала к шуму. Практически этим способом было измерено время релаксации T_1 крови в живом организме собаки, оказавшееся равным 0,4 *сек*.

Имеется еще метод измерения времени релаксации путем определения скорости изменения намагниченности ядер при протекании жидкости из поляризатора в датчик ядерного резонанса [44—46]. Такая методика измерения T_1 текущей жидкости обладает некоторыми существенными достоинствами, поэтому ее рассмотрению посвящены следующие параграфы настоящей главы.

§ 2.9. Метод переменного размагничивающего объема [46]

Метод основан на зависимости амплитуды сигнала ядерного резонанса в проточном датчике от параметров поляризующего устройства. Жидкость поляризуется, протекая через объем $v_п$, помещенный в сильное магнитное поле, затем по соединительной трубке объемом $v_т$ протекает в датчик ядерного резонанса,

Зависимость амплитуды сигнала от параметров поляризующего устройства имеет вид

$$A = k\left(1 - e^{-\frac{v_п}{qT_1}}\right) e^{-\frac{v_т}{qT_1}}, \qquad (1.9)$$

где q — расход жидкости; k — коэффициент, не зависящий от $v_т$ и $v_п$.

Измерив амплитуду сигнала при двух величинах $v_т$ или $v_п$ при постоянном q, можно определить время релаксации. Например, если при объеме соединительной трубки $v_т$ наблюдается амплитуда сигнала A_1, а при объеме $v_т + \Delta v$ наблюдается амплитуда сигнала A_2, то из выражения (1.9) отношение этих амплитуд

$$\frac{A_1}{A_2} = e^{\frac{\Delta v}{qT_1}}, \qquad (2.9)$$

откуда можно найти T_1

$$T_1 = \frac{\Delta v}{q \ln \frac{A_1}{A_2}}. \qquad (3.9)$$

Формула (3.9) справедлива, если жидкость проходит объем Δv со скоростью, равномерно распределенной по сечению. Добиться этого можно разумным конструированием размагничивающего объема, используя для контроля метод, который описан в § 1.10.

Принципиально для измерения можно использовать и изменение $v_п$, но в этом случае кроме равномерного распределения скорости по сечению необходимо обеспечить высокую однородность поля в пределах этого объема. Практически проще измерять T_1 с изменением $v_т$, поэтому именно для этого способа произведены теоретические расчеты параметров установки и погрешностей.

§ 3.9. Оптимальная величина Δv и минимальная погрешность измерений

Относительная погрешность измерений из формулы (3.9)

$$\sigma_{T_1} = \frac{\Delta(\Delta x)}{\Delta v} + \frac{\Delta q}{q} + \frac{\frac{\Delta A_1}{A_1} + \frac{\Delta A_2}{A_2}}{\ln \frac{A_1}{A_2}}, \qquad (4.9)$$

где Δq — неопределенность установленной величины расхода; $\Delta(\Delta v)$ — погрешность измерений установленной величины переменного объема; ΔA — погрешность измерений амплитуды сигнала.

Практически $\Delta A_1 = \Delta A_2 \approx A_ш$, где $A_ш$ — амплитуда шума детектора. Подставив эти значения в зависимость (4.9), получим выражение σ_{T_1} через амплитуду сигнала

$$\sigma_{T_1} = \frac{\Delta(\Delta v)}{\Delta v} + \frac{\Delta q}{q} + \frac{1 + \frac{A_1}{A_2}}{a \ln \frac{A_1}{A_2}}, \tag{5.9}$$

где $a = \frac{A_1}{A_ш}$ — отношение сигнала к шуму при $\Delta v = 0$.

Подставив $\frac{A_1}{A_2}$ из формулы (2.9), получим выражение σ_{T_1} через Δv, q и T_1:

$$\sigma_{T_1} = \frac{\Delta(\Delta v)}{\Delta v} + \frac{\Delta q}{q} + \frac{\left(1 + e^{\frac{\Delta v}{qT_1}}\right) qT_1}{a \Delta v}. \tag{6.9}$$

Обеспечив достаточно точное измерение объема и расхода, можно добиться того, что в выражении (6.9) первые два члена правой части будут гораздо меньше третьего члена и ими можно пренебречь. При этом ошибка измерения

$$\sigma_{T_1} = \frac{\left(1 + e^{\frac{\Delta v}{qT_1}}\right) qT_1}{a \Delta v}. \tag{7.9}$$

Найдем величину $\Delta v_{опт}$, при которой эта ошибка минимальна. Ее можно определить из условия

$$\frac{\partial(\sigma_{T_1})}{\partial(\Delta v)}_{\Delta v = \Delta v_{опт}} = 0. \tag{8.9}$$

Подставив в условие (8.9) σ_{T_1} из выражения (7.9), получим после упрощения

$$e^{\frac{\Delta v_{опт}}{qT_1}} \left(\frac{\Delta v_{опт}}{qT_1} - 1\right) \approx 1. \tag{9.9}$$

Уравнение (9.9) удовлетворяется при

$$\Delta v_{опт} = 1{,}28\, qT_1. \tag{10.9}$$

Подставив $\Delta v = \Delta v_{\text{опт}}$ из условия (10.9) в формулу (2.9), получим

$$\frac{A_1}{A_2} = 3,6, \qquad (11.9)$$

а подставив то же значение $\Delta v = \Delta v_{\text{опт}}$ в формулу (7.9), получим минимальную погрешность измерения

$$\sigma_{T_1\,\text{мин}} \approx \frac{3,6}{a}. \qquad (12.9)$$

§ 4.9. Пределы измерений T_1

Измерение очень больших и очень малых времен релаксации затрудняется малой величиной отношения сигнала к шуму, которое определяется выражением

$$a = a_0\left(1 - e^{-\frac{v_{\text{п}}}{qT_1}}\right) e^{-\frac{v_{\text{т}}}{qT_1}}, \qquad (13.9)$$

где a_0 — отношение сигнала к шуму при оптимальных условиях подмагничивания, когда $v_{\text{п}} \gg qT_1$ и $v_{\text{т}} \ll qT_1$.

При максимальной величине времени релаксации $T_{1\,\text{макс}}$ отношение сигнала к шуму равно

$$\left.\begin{aligned} a &= a_0\left(1 - e^{-\frac{v_{\text{п}}}{qT_{1\,\text{макс}}}}\right); \\ T_1 &= T_{1\,\text{макс}}. \end{aligned}\right\} \qquad (14.9)$$

Из выражения (12.9) погрешность измерений

$$\sigma_{T_1} = \frac{3,6}{a_0\left(1 - e^{-\frac{v_{\text{п}}}{qT_{1\,\text{макс}}}}\right)}. \qquad (15.9)$$

Величину верхнего предела диапазона измерений можно определить из выражения (15.9), использовав условие $\sigma_{T_1} < \sigma_{T_1\,\text{доп}}$ ($\sigma_{T_1\,\text{доп}}$ — максимальная допустимая погрешность измерения T_1),

$$\frac{3,6}{a_0\left(1 - e^{-\frac{v_{\text{п}}}{qT_{1\,\text{макс}}}}\right)} < \sigma_{T_1\,\text{доп}}. \qquad (16.9)$$

После несложных преобразований из формулы (16.9) получаем выражение для верхнего предела диапазона

измерений

$$T_{1\,\text{макс}} \leqslant \frac{v_{\text{п}}}{q \ln \dfrac{a_0 \sigma_{T1\,\text{доп}}}{a_0 \sigma_{T1\,\text{доп}} - 3{,}6}}. \qquad (17.9)$$

При минимальной величине времени релаксации $T_{1\,\text{мин}}$ из выражения (13.9) получаем

$$a_{(T_1 = T_{1\,\text{мин}})} = a_0 e^{-\frac{v_{\text{т}}}{qT_{1\,\text{мин}}}}. \qquad (18.9)$$

Подставив величину a из выражения (18.9) в формулу (12.9), получим погрешность измерений на нижнем пределе диапазона измерений

$$\sigma_{T_1} = \frac{3{,}6}{a_0 e^{-\frac{v_{\text{т}}}{qT_{1\text{мин}}}}}. \qquad (19.9)$$

Из этой формулы, использовав условие $\sigma_{T_1} < \sigma_{T_{1\,\text{доп}}}$, находим выражение для нижнего предела диапазона измерений

$$T_{1\,\text{мин}} \geqslant \frac{v_{\text{т}}}{q \ln \left(\dfrac{a_0 \sigma_{T1\,\text{доп}}}{3{,}6} \right)}. \qquad (20.9)$$

§ 5.9. Требования к параметрам прибора для измерения T_1

Требования к напряженности поля $H_{\text{а}}$ в датчике абсорбции и к его объему $v_{\text{а}}$. Если выполнены оптимальные условия $\frac{v_{\text{а}}}{q} \ll T_{2\text{н}} \ll T_{1\text{н}}$ и $\gamma H_1 \frac{v_{\text{а}}}{q} = \frac{3\pi}{4}$, то зависимость амплитуды сигнала от намагниченности ядер, входящих в датчик, M имеет вид

$$A = kM \left[1 - \frac{\text{X}_0 H_{\text{а}} Z T_{1\text{н}}}{MT_1} + 0{,}4 \frac{\text{X}_0 H_{\text{а}} v_{\text{а}}}{MT_1 q} \right], \qquad (21.9)$$

где k — множитель, не зависящий от M; Z — фактор насыщения, равный

$$Z = \frac{1}{1 + \gamma^2 H_1^2 T_{1\text{н}} T_{2\text{н}}} \approx \frac{1}{\gamma^2 H_1^2 T_{1\text{н}} T_{2\text{н}}} \approx \frac{v_{\text{а}}^2}{5{,}5 T_{1\text{н}} T_{2\text{н}} q^2}.$$

Обозначим выражение в скобках через $[1+B(M)]$, где

$$B(M)=0{,}2\frac{X_0 H_a}{M}\cdot\frac{v_a}{qT_1}\left(2-\frac{v_a}{qT_{2н}}\right). \qquad (22.9)$$

При этом амплитуда сигнала

$$A=kM[1+B(M)]. \qquad (23.9)$$

Основная формула (3.9) дана в предположении точной пропорциональности A и M, в противном случае она будет иметь вид

$$T_1=\frac{\Delta v}{q\ln\frac{M_1}{M_2}}, \qquad (24.9)$$

где M_1 — намагниченность ядер, входящих в рабочий объем датчика, при $\Delta v=0$; M_2 — намагниченность при $\Delta v\neq 0$.

Подставим в формулу (24.9) величину M, найденную через A [выражение (23.9)],

$$T_1=\frac{\Delta v}{q\ln\frac{A_1(1+B_2)}{A_2(1+B_1)}}, \qquad (25.9)$$

где A_1 и B_1 — значения A и B при $M=M_1$; A_2 и B_2 — значения A и B при $M=M_2$.

Преобразуем выражение (25.9)

$$T_1=\frac{\Delta v}{q\ln\frac{A_1}{A_2}\left[1+\frac{\ln\frac{1+B_2}{1+B_1}}{\ln\frac{A_1}{A_2}}\right]}. \qquad (26.9)$$

Так как $B\ll 1$, то

$$\ln\frac{1+B_2}{1+B_1}=\ln(1+B_2)-\ln(1+B_1)=B_2-B_1.$$

При этом выражение (26.9) имеет вид

$$T_1=\frac{\Delta v}{q\ln\frac{A_1}{A_2}}\left(1-\frac{B_2-B_1}{\ln\frac{A_1}{A_2}}\right). \qquad (27.9)$$

Дополнительная погрешность, вносимая в измерение T_1 членом, не содержавшимся в формуле (3.9), равна

величине

$$\sigma_{T_1} = \frac{|B_2 - B_1|}{\ln \frac{A_1}{A_2}}. \quad (28.9)$$

Эта погрешность не должна превышать допустимой погрешности $\sigma_{T_1\,\text{доп}}$, поэтому необходимо выполнить условие

$$\frac{|B_2 - B_1|}{\ln \frac{A_1}{A_2}} \leqslant \sigma_{T_1\,\text{доп}}. \quad (29.9)$$

При $\Delta v = \Delta v_{\text{опт}}$ $\ln \frac{A_1}{A_2} = 1{,}28$, и условие (29.9) имеет вид

$$|B_2 - B_1| \leqslant 1{,}3\sigma_{T_1\,\text{доп}}. \quad (30.9)$$

Подставив в это выражение B_1 и B_2 из формулы (22.9), получаем

$$\frac{0{,}2X_0 H_a v_a}{qT_1}\left(2 - \frac{v_a}{qT_{2\text{н}}}\right)\left|\frac{1}{M_2} - \frac{1}{M_1}\right| \leqslant 1{,}3\sigma_{T_1\text{доп}}. \quad (31.9)$$

Если $\Delta v = \Delta v_{\text{опт}}$, то

$$\frac{1}{M_2} - \frac{1}{M_1} = \frac{2{,}6}{M_1},$$

при этом формула (31.9) имеет вид

$$0{,}4\frac{X_0 H_a}{M_1} \cdot \frac{v_a}{qT_1}\left(2 - \frac{v_a}{qT_{2\text{н}}}\right) \leqslant \sigma_{T_1\text{доп}}. \quad (32.9)$$

Подставив в формулу (32.9) значение $M_{\text{п}1} = X_0 H_{\text{п}} e^{-\frac{v_T}{qT_1}}$, получаем

$$\frac{H_a}{H_{\text{п}}} \cdot \frac{v_a}{qT_1}\left(2 - \frac{v_a}{qT_{2\text{н}}}\right) e^{\frac{v_T}{qT_1}} \leqslant 2{,}5\sigma_{T_1\text{доп}}. \quad (33.9)$$

Так как $\frac{v_a}{q} \ll T_{2\text{н}}$, то выражение (33.9) можно упростить

$$\frac{H_a}{H_{\text{п}}} \cdot \frac{v_a}{qT_1} \leqslant 1{,}25\sigma_{T_1\text{доп}} e^{-\frac{v_T}{qT_1}}. \quad (34.9)$$

Заменив в последней формуле значение $v_а = \frac{\pi d_а^3}{4}$ ($d_а$ — линейный размер датчика), получим

$$\frac{H_а}{H_п} \leqslant \frac{1{,}6\sigma_{T_1 доп} q T_{1 мин}\, e^{-\frac{v_т}{qT_{1 мин}}}}{d_а^3}. \qquad (35.9)$$

Требования к напряженности рассеянного поля $H_т$ в районе размагничивающего объема. Воспользовавшись результатами, приведенными в гл. 1, напишем выражение для намагниченности ядер, входящих в рабочий объем датчика абсорбции,

$$M = X_0 H_п (1 - e^{-\frac{v_п}{qT_1}}) e^{-\frac{v_T + \Delta v}{qT_1}} \left[1 + \frac{H_т}{H_п} \frac{e^{\frac{v_т + \Delta v}{qT_1}} - 1}{1 - e^{-\frac{v_п}{qT_1}}} \right]. \qquad (36.9)$$

Из этого выражения следует, что

$$\frac{M_2}{M_1} = e^{\frac{\Delta v}{qT_1}} \frac{1 + \frac{H_т}{H_п} \frac{e^{\frac{v_т}{qT_1}} - 1}{1 - e^{-\frac{v_п}{qT_1}}}}{1 + \frac{H_т}{H_п} \frac{e^{\frac{v_т + \Delta v}{qT_1}} - 1}{1 - e^{-\frac{v_п}{qT_1}}}} = e^{\frac{\Delta v}{qT_1}} \frac{1 + D_1}{1 + D_2}, \qquad (37.9)$$

где

$$D_1 = \frac{H_т}{H_п} \frac{(e^{\frac{v_т}{qT_1}} - 1)}{(1 - e^{-\frac{v_п}{qT_1}})};$$

$$D_2 = \frac{H_т}{H_п} \frac{e^{\frac{v_т + \Delta v}{qT_1}} - 1}{1 - e^{-\frac{v_п}{qT_1}}}. \qquad (38.9)$$

Если выполнено неравенство (35.9), то $\frac{M_1}{M_2}=\frac{A_1}{A_2}$. Используя формулу (37.9), можно написать зависимость T_1 от $\frac{A_1}{A_2}$

$$T_1=\frac{\Delta v}{q\ln\frac{A_1(1+D_1)}{A_2(1+D_2)}}. \qquad (39.9)$$

Зависимость (39.9) аналогична выражению (25.9), поэтому можно сразу написать условие, подобное условию (30.9),

$$|D_2-D_1|<1{,}3\sigma_{T_1\text{доп}}. \qquad (40.9)$$

Это условие можно преобразовать, используя значение D_1 и D_2 из зависимости (38.9),

$$\frac{H_\text{т}}{H_\text{п}}e^{\frac{v_T}{qT_1}}\left|\frac{e^{\frac{\Delta v}{qT_1}}-1}{1-e^{-\frac{v_\text{п}}{qT_1}}}\right|\leqslant 1{,}3\sigma_{T_1\text{доп}}. \qquad (41.9)$$

При $\Delta v=\Delta v_\text{опт}$

$$\frac{H_\text{т}}{H_\text{п}}\leqslant\frac{\sigma_{T_1\text{доп}}\left(1-e^{-\frac{v_\text{п}}{qT_1}}\right)e^{-\frac{v_\text{т}}{qT_1}}}{2}. \qquad (42.9)$$

С в я з ь м е ж д у в е л и ч и н а м и о б ъ е м о в $v_\text{п}$, $v_\text{т}$ и р а с х о д о м ж и д к о с т и. Если известны пределы диапазона измеряемых величин T_1 и отношение сигнала к шуму, даваемое схемой, то из выражений (17.9) и (20.9) можно получить

$$\frac{v_\text{п}}{v_\text{т}}\geqslant\frac{T_{1\text{макс}}\ln\frac{a_0\sigma_{T_1\text{доп}}}{a_0\sigma_{T_1\text{доп}}-3{,}6}}{T_{1\text{мин}}\ln\frac{a_0\sigma_{T_1\text{доп}}}{3{,}6}}. \qquad (43.9)$$

Практически объем $v_\text{п}$ может быть задан габаритами имеющегося поляризующего магнита, тогда из выражения (43.9) определяется максимальная величина $v_\text{т}$. Если задан диаметр трубопровода, то из конструктивных соображений выбирается объем $v_\text{т}$, а объем $v_\text{п}$ определяется из зависимости (43.9).

Расход жидкости q определяется из выражения (17.9) или (20.9). Если время релаксации меняется в узких пре-

делах вблизи некоторой величины T, то расход целесообразно выбирать из условия получения максимальной амплитуды сигнала [формула (19.9)]. При заданном расходе жидкости q в системе, что наиболее реально при проектировании системы промышленного контроля, величины $v_п$ и $v_т$ находятся из выражений (17.9) и (20.9).

§ 6.9. Пример выбора параметров прибора

Зададим пределы измеряемых времен релаксации $T_{1\,мин} = 0{,}5$ *сек*, $T_{1\,макс} = 2$ *сек*, максимальную погрешность измерений $\sigma_{T_1\,доп} = 0{,}05$, расход жидкости в системе 20 *см³/сек*. Отношение сигнала к шуму при условии полной поляризации жидкости a_0 зависит от качества и степени сложности радиотехнических схем, вполне реальной цифрой является $a_0 = 100$. Из выражений (17.9) и (20.9) находим $v_п$ и $v_т$: $v_п \geqslant 50$ *см³*, $v_т \leqslant 2{,}8$ *см³*. Если выбрать диаметр соединительной трубки равным 0,3 *см*, то ее максимальная длина не должна превышать 40 *см*, при диаметре 0,4 *см* максимальная длина трубки 26 *см*. Из выражения (10.9) оптимальная величина переменного объема для $T_1 \approx 1$ *сек* равна 26 *см³*. Напряженность магнитного поля в датчике ЯМР по выражению (35.9) при диаметре датчика, меньшем 0,8 *см*, может быть равна напряженности поляризующего поля, при диаметре 10 *см* должна быть в два раза меньшей. Напряженность рассеянного поля $H_т$ из формулы (42.9) должна быть в 80 раз меньшей, чем напряженность поляризующего поля.

§ 7.9. Влияние на результат измерений неравномерности эпюры скоростей жидкости по сечению измерительного объема

Условно разобъем поток жидкости через измерительный объем на n трубок тока с сечениями ΔS_i и длиной, равной длине l измерительного объема. В пределах i-й трубки тока осредненную скорость жидкости можно считать постоянной и равной W_i. В измерительный объем поступает жидкость с вектором намагничения M_0. Жидкость, прошедшая объем по i-й трубке тока, находилась в его пределах время $t_i = \frac{l}{W_i}$, и ее намагниченность на выходе измери-

тельного объема $M_i = M_0 e^{-\frac{l}{W_i T_1}}$. В единицу времени из этой трубки тока выходит $\Delta S_i W_i$ $см^3$ жидкости, т. е. i-я трубка тока доставляет в единицу времени магнитный момент ядер, равный

$$m_i = \Delta S_i W_i M_0 e^{-\frac{l}{W_i T_1}}.$$

Все n трубок тока доставляют в секунду магнитный момент

$$m = \sum_{i=1}^{n} m_i = M_0 \sum_{i=1}^{n} \Delta S_i W_i e^{-\frac{l}{W_i T_1}},$$

который содержится в $\sum_{i=1}^{n} \Delta S_i W_i = S_0 W_{ср}$ $см^3$ жидкости (S_0 — сечение измерительного объема, $W_{ср}$ — средняя скорость жидкости).

Таким образом, жидкость, выходящая из измерительного объема, имеет величину намагниченности

$$M = M_0 \frac{\sum_{i=1}^{n} \Delta S_i W_i e^{-\frac{l}{W_i T_1}}}{S_0 W_{ср}}. \qquad (44.9)$$

Пусть $W_i = W_{ср}(1 + \alpha_i)$, где $\alpha_i = \frac{W_i - W_{ср}}{W_{ср}}$ — относительное отклонение осредненной скорости в i-й трубке от $W_{ср}$.

Тогда выражение (44.9) будет иметь вид

$$\frac{M}{M_0} = \frac{1}{S_0 W_{ср}} \sum_{i=1}^{n} \Delta S_i W_{ср}(1 + \alpha_i) e^{-\frac{l}{T_1 W_{ср}(1 + \alpha_i)}}. \qquad (45.9)$$

Так как $\frac{l}{T_1 W_{ср}} \alpha_i \ll 1$, то, пренебрегая членами третьего порядка малости и использовав формулы $\frac{1}{x+1} = 1 - x + x^2 \ldots$ и $e^x = 1 + x - \frac{x^2}{2} \ldots$ при $x < 0{,}2$, можно сделать

следующее преобразование:

$$e^{-\frac{l}{W_{cp}T_1(1+\alpha_i)}} \approx e^{-\frac{l}{W_{cp}T_1}(1-\alpha_i+\alpha_i^2-\ldots)} \approx$$

$$\approx e^{-\frac{l}{W_{cp}T_1}} \left\{1+\frac{l}{W_{cp}T_1}\left[\alpha_i+\alpha_i^2\left(\frac{l}{2W_{cp}T_1}-1\right)\right]\right\}.$$

Подставив эту величину в выражение (45.9), получим

$$\frac{M}{M_0}=\frac{e^{-\frac{l}{T_1W_{cp}}}}{SW_{cp}}\left[\sum_{i=1}^{n}\Delta S_iW_{cp}+\sum_{i=1}^{n}\Delta S_iW_{cp}\alpha_i\left(1+\frac{l}{W_{cp}T_1}\right)+\right.$$
$$\left.+\sum_{i=1}^{n}\Delta S_iW_{cp}\alpha_i^2\left(\frac{3l}{2W_{cp}T_1}-1\right)\right]. \qquad (46.9)$$

С учетом очевидных равенств $\sum_{i=1}^{n}\Delta S_i=S_0$ и $\sum_{i=1}^{n}\Delta S_i\alpha_i= =0$ из выражения (46.9) получаем

$$\frac{M}{M_0}=e^{-\frac{l}{T_1W_{cp}}}\left[1+\frac{\sum_{i=1}^{n}\Delta S_i\alpha_i^2\left(\frac{3l}{2T_1W_{cp}}-1\right)}{S_0}\right]. \qquad (47.9)$$

Из этой зависимости можно получить разницу между временем релаксации, определяемым по формуле (3.9), и истинным временем релаксации T_1.

$$\frac{\Delta T_1}{T_1}=\left(\frac{qT_1}{\Delta v}-\frac{3}{2}\right)\bar{\alpha}^2, \qquad (48.9)$$

где $\alpha^2=\frac{1}{S_0}\sum_{i=1}^{n}\Delta s_{2i}\frac{(W_i-W_{cp})}{W_{cp}}$ — относительное среднее квадратичное отклонение скорости от W_{cp}.

Проведенное рассмотрение справедливо при следующих условиях:

1) амплитуда сигнала пропорциональна скорости течения жидкости, т. е. в датчике имеется большое насыщение;
2) полностью отсутствует поперечное перемешивание жидкости в струе.

В этом случае погрешность, вносимая разбросом скоростей, максимальна. Действительно, аналогичное рассмотрение в случаях, когда амплитуда сигнала не зависит от скорости течения жидкости или поперек струи имеется

интенсивное перемешивание жидкости, дает следующее выражение для ΔT_1:

$$\frac{\Delta T_1}{T_1} = \left(\frac{qT_1}{\Delta v} - \frac{1}{2}\right)\bar{\alpha}^2. \qquad (49.9)$$

При оптимальном размагничивающем объеме из выражения (48.9) получаем $\frac{\Delta T_1}{T_1} = -0{,}7\bar{\alpha}^2$, а из выражения (49. 9) $\frac{\Delta T_1}{T_1} = 0{,}28\ \bar{\alpha}^2$. Итак, для того чтобы избежать дополнительной ошибки измерений T_1 из-за разброса скоростей молекул в струе жидкости, необходимо выполнить условие

$$\bar{\alpha}^2 < 1{,}3\ \ \sigma_{T_{1\text{доп}}}. \qquad (50.9)$$

Величину $\bar{\alpha}^2$ можно измерить методом магнитной отметки ядер, описанным в § 1.10. Для этого нужно произвести отметку ядер в жидкости перед измерительным объемом Δv, зафиксировать закон изменения амплитуды сигнала в датчике при прохождении через него фронта отметки и построить зависимость $\frac{dN}{dW}$ от W подобную кривой, приведенной на рис. 3.10. Величина $\bar{\alpha}^2$ определяется выражением

$$\bar{\alpha}^2 = \frac{\mu_2}{W_{\text{ср}}^2}, \qquad (51.9)$$

где μ_2 — центральный момент второго порядка кривой $\frac{dN}{dW}$.

Практически при развитом турбулентном течении $\bar{\alpha}^2 =$ 0,01—0,002, т. е. в этом случае без каких-либо специальных мер разброс скоростей молекул жидкости вносит достаточно малую дополнительную ошибку в измерения T_1.

При ламинарном течении упрощенный метод оценки погрешности, примененный в настоящем параграфе, не пригоден, так как в этом случае условие $\frac{l}{T_1 W_{\text{ср}}}\left(W_i - W_{\text{ср}}\right) \ll 1$ не выполняется. Для этой цели можно использовать зависимость амплитуды сигнала от T_1 при ламинарном течении. Такая зависимость значительно отличается от простой экспоненциальной зависимости, справедливой при турбулентном течении. Она является гораздо более сложной, так как меняется при изменении напряженности резонансного осциллирующего поля и других параметров датчика. Поэтому для измерения T_1 ламинарно текущей жидкости требуется специальная градуировка прибора.

§ 8.9. Описание экспериментальной установки для измерения T_1 методом переменного размагничивающего объема

В экспериментальной установке, созданной для измерения времени релаксации в потоке жидкости, была использована методика с изменением объема размагничивания $v_т$. Поляризация жидкости производилась в панцирном магните с объемом межполюсного пространства $v_п = 400$ *см*^{3}. Напряженность поляризующего поля 10 000 *э*. Диаметр соединительной трубки 0,4 *см*, ее длина 100 *см*, объем $v_т = 12,6$ *см*^{3}. Напряженность рассеянного поля, в котором находились соединительная трубка и объем Δv, была 0,5 *э*. Датчик ядерного резонанса имел объем 15 *см*^{3} и был помещен в поле напряженностью 30 *э*. Жидкость прокачивалась центробежным насосом. Расход поддерживался равным 74 *см*^{3}*/сек*. Сигнал детектировался автодинной схемой, отношение сигнала к шуму при $v_т \ll qT_1$ было около 30. Пределы измерения $T_{1\,макс} = 6$ *сек* и $T_{1\,мин} = 0,3$ *сек* можно получить при $\sigma T_{1\,доп} = 5\%$ из формул (17.9) и (20.9).

Было осуществлено два варианта конструкции прибора. В одном Δv изменялось плавно с помощью калиброванного переменного объема. Во втором имелось несколько калиброванных объемов, каждый из которых можно было включать в систему. Измерения в первом случае велись следующим образом. При минимальной величине объема ($\Delta v = 0$) фиксировалась амплитуда сигнала A_1, затем увеличением переменного объема амплитуда сигнала доводилась до величины $A_2 = \frac{A_1}{3,6}$. Установленная при этом величина переменного объема $\Delta v_{т\,опт}$ определялась по специальной шкале, искомое время релаксации можно было найти по формуле $T_1 = \frac{\Delta V_{т\,опт}}{1,28\,q}$. Этот способ хорош тем, что всегда обеспечиваются оптимальные условия измерения, т. е. минимальная погрешность $\sigma_{T_1} = \frac{0,9}{d_1}$.

Во втором варианте при $\Delta v = 0$ фиксировалась амплитуда A_1, затем после включения одного из калиброванных объемов (Δv) фиксировалась амплитуда A_2, причем включался тот объем, величина которого наиболее близка к $\Delta v_{опт}$. Время релаксации находилось по обычной формуле $T_1 =$

$= \frac{\Delta v}{q \ln \frac{A_1}{A_2}}$. Этот способ дает большую ошибку, потому что не всегда можно подобрать калиброванный объем с $\Delta v \approx \Delta v_{опт}$, но зато нет необходимости в переменном объеме, который имеет довольно сложную конструкцию, так как должен во всем диапазоне изменения обладать постоянным гидравлическим сопротивлением и равномерным распределением скорости жидкости по сечению. Второй способ имеет преимущества при измерениях T_1, меняющегося в узком диапазоне, например для фиксирования температурной зависимости T_1. В этом случае можно пользоваться одним подогнанным калиброванным объемом, близким по величине к оптимальному. Один из вариантов практического применения этой установки описан в следующем параграфе.

§ 9.9. Применение метода измерения T_1

Регистрация свободных и триплетных состояний, возникающих при фотолизе. Классический метод регистрации свободных радикалов — электронный парамагнитный резонанс — обладает ограниченным диапазоном применения. Его чувствительность велика только при наблюдении сигнала в сильном магнитном поле от радикалов с узкой линией электронного резонанса.

Радикалы с широкой линией, а тем более триплетные состояния в растворе более эффективно можно обнаруживать по их влиянию на спин-решеточное время релаксации ядер растворителя. На основе этого А. И. Жерновым и С. П. Пивоваровым разработана методика регистрации свободных радикалов и триплетных состояний, возникающих в жидкостях при их облучении. Для измерения времени релаксации ядер жидкости использован проточный датчик с предварительной поляризацией.

При отсутствии облучения в жидкости, протекающей по размагничивающему объему v, намагниченность ядер убывает с естественным спин-решеточным временем релаксации T_1. Если во время протекания жидкости по размагничивающему объему она подвергается действию облучения,

под влиянием которого в ней возникают парамагнитные центры с концентрацией C, то размагничивание ядер происходит с меньшим временем релаксации T_1^*, связанным с T_1 по закону $\frac{1}{T_1^*} = \frac{1}{T_1} + kC$, где k — коэффициент, зависящий от природы парамагнитных центров. Измерив амплитуду сигнала ядерного резонанса A при отсутствии облучения и A^* во время облучения, можно определить

$$C = \frac{q \ln \frac{A}{A^*}}{v \ k}.$$

В созданной экспериментальной установке для поляризации жидкости и наблюдения сигнала использован постоянный магнит с напряженностью поля 3200 *э*. Сигнал детектируется высокостабильной мостовой схемой, питаемой генератором радиочастоты, синхронизованным с прецессией ядер при помощи сверхрегенератора. Герметическая проточная система объемом 400 *см*³, собранная из стекла, имеет приспособление для обезгаживания жидкости продувкой инертными газами. Размагничивающий объем из кварцевого стекла расположен вне зазора магнита. Вблизи него помещаются источники облучения. Калибровка установки с помощью стабильных свободных радикалов показала, что ее чувствительность порядка 10^{15} парамагнитных центров в 1 *см*³. На этой установке наблюдались свободные радикалы, возникающие при фотолизе ацетона ультрафиолетовым светом.

Исследование временной зависимости скорости коррозии металла в жидкости [44]. Одним из проявлений коррозии металла в жидкости является появление в ней ионов этого металла. Если металл дает в жидкости парамагнитные ионы, то их появление влияет на время релаксации жидкости. Изменение времени релаксации 0,15%-ного раствора HCl в воде при наличии помещенных в раствор железных предметов, защищенных кислотоупорным лаком плохого качества, представлено на рис. 1.9. Уменьшение T_1 связано с увеличением концентрации ионов железа в воде. Для непосредственного определения концентрации ионов железа на этой же установке был снят градуировочный график зависимости T_1 от концентрации раствора $FeCl_3$ в воде, приведенный

на рис. 2.9. Сопоставление рис. 1.9 и 2.9 позволило построить рис. 3.9, описывающий увеличение концентрации ионов железа при коррозии металла в слабом растворе кислоты. Наклон кривой в каждой точке дает величину дифференциальной скорости коррозии.

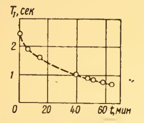


Рис. 1.9. Измеиеиие времеии релаксации 0,15%-иого раствора HCl в воде в результате коррозии железа.

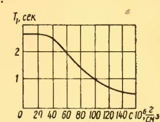


Рис. 2.9. Эксперименталь-иая зависимость времени релаксации раствора $FeCl_3$ в воде от концентрации.

Наблюдение отрицательной гидратации. Одно из важных достоинств описанного метода измерения времени релаксации заключается в том, что он позволяет измерять T_1 отдельных линий спектра ядерного резонанса. Для этой цели достаточно жидкость из размагничивающего объема пропустить через датчик спектрометра ЯМР и наблюдать зависимость амплитуд различных линий от величины Δv. Таким путем было измерено время релаксации T_1 протонов воды и гипофосфит-ионов в растворах KH_2PO_2 и NaH_2PO_2 при различных концентрациях и температурах. Результаты для температуры 12° С приведены на рис. 4.9. Кривые *1* и *2* показывают зависимость T_1 протонов воды и гипофосфита от концентрации раствора KH_2PO_2, кривые *3* и *4* — зависимость T_1 протонов воды и гипофосфита от концентрации раствора NaH_2PO_2. Из рис. 4.9 видно, что в разбавленном растворе гипофосфита калия время релаксации воды больше, чем время релаксации протонов гипофосфита, а в растворе гипофосфита натрия время релаксации протонов воды

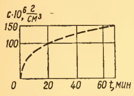


Рис. 3.9. Измеиение коицентрации иоиов железа во времеии при коррозии железа в 0,15%-ном водном растворе.

меньше. В насыщенных растворах время релаксации протонов воды и гипофосфита равны между собой.

По теории, развитой О. Я. Самойловым [183], гидратация ионов в растворах проявляется в действии ионов на трансляционное движение ближайших к иону молекул воды.

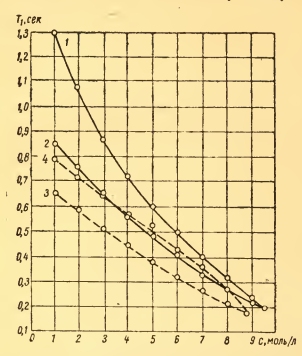


Рис. 4.9. Зависимость времени релаксации T_1 протонов воды (кривые 2 и 4) и гипофосфит-ионов (кривые 1 и 3) от концентрации растворов KH_2PO_2 и NaH_2PO_2 в воде:

1, 2 — в растворе KH_2PO_2; 3, 4 — в растворе NaH_2PO_2.

Ионы с положительной гидратацией Na^+ уменьшают подвижность ближайших молекул воды, а около ионов с отрицательной гидратацией K^+ молекулы воды становятся более подвижными.

Время релаксации T_1 протонов воды непосредственно связано с неподвижностью ее молекул. С увеличением подвижности время релаксации растет, а с уменьшением —

падает, поэтому в присутствии ионов калия время релаксации воды, «ближней» к ним, больше, чем время релаксации «дальней», а в присутствии ионов натрия наоборот. На рис. 4.9 кривые *1* и *3* показывают среднее время релаксации «ближней» и «дальней» воды. Кривые *2* и *4* показывают время релаксации протонов гипофосфит-ионов, которое близко ко времени релаксации воды, «дальней» от K^+ и Na^+, что подтверждается равенством времени T_1 протонов воды и гипофосфита в насыщенных растворах. Поэтому в присутствии ионов калия среднее время релаксации «ближней» и «дальней» воды больше, чем «дальней» воды (кривая *1* идет выше кривой *2*), а в присутствии ионов натрия меньше (кривая *3* идет ниже кривой *4*). Кроме эффектов гидратации на время релаксации влияет вязкость раствора, из-за чего T_1 уменьшается с увеличением концентрации раствора KH_2PO_2. Наблюдение гидратации по разнице времен релаксации протонов воды и гипофосфита дает возможность учесть влияние этого эффекта. Равенство времен релаксации T_1 протонов воды и гипофосфита в насыщенных растворах и его зависимость от присутствия K^+ и Na^+ показывает, что в этом случае эффекты гидратации не проявляются.

§ 10.9. Метод измерения T_1 с применением нутации намагниченности ядер

Недостаток рассмотренного в предыдущих параграфах метода измерения T_1 заключается в необходимости менять размагничивающий объем, что затрудняет возможность автоматизации измерений. Ниже приводится описание разработанного А. И. Жерновым и С. П. Пивоваровым метода, не обладающего этим недостатком.

Блок-схема установки приведена на рис. 5.9. Жидкость поляризуется, протекая по объему $v_п$, помещенному в поле H постоянного магнита. Величина объема должна удовлетворять условию полной поляризации:

$$v_п \gg q_{макс} T_{1макс},$$

где $q_{макс}$ — максимальный расход жидкости в системе; $T_{1\,макс}$ — максимальное время релаксации жидкости.

Жидкость, вытекающая из объема $v_п$, имеет намагниченность ядер $M_п \approx \chi_0 H$, где χ_0 — статическая ядерная магнитная восприимчивость. Жидкость, выходя из объема

$v_п$, протекает через участок трубопровода, помещенный внутрь радиочастотной катушки *1* (катушки] нутации), роль которой будет выяснена позднее, затем протекает через объем $v_т$ и попадает в катушку датчика ядерного магнитного резонанса *2*, где и дает сигнал.

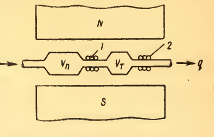


Рис. 5.9. Блок-схема установки для измерения T_1:
1 — катушка нутации; *2* — катушка датчика ядерного резонанса.

В отличие от прежнего метода, где объем $v_т$ должен быть помещен в слабое магнитное поле, в этом методе объемы $v_п$ и $v_т$ обязательно должны быть помещены в поле одинаковой напряженности. Для удобства устройство, включая катушки *1* и *2*, можно поместить в межполюсное пространство одного магнита. При протекании жидкости через объем $v_т$ вектор намагничения ядер M меняется по закону

$$M = M_п e^{-\frac{t}{T_1}} + X_0 H \left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}\right). \qquad (52.9)$$

Так как $M_п = X_0 H$, то выражение (52.9) примет вид

$$M = X_0 H,$$

т. е. намагниченность ядер при протекании жидкости через объем $v_т$ не меняется и в катушку датчика ядерного резонанса поступает жидкость с равновесной намагниченностью. Рассмотрим, какой станет величина M, если, возбудив в катушке нутации *1* резонансное осциллирующее поле, произвести переориентацию намагниченности $M_п$. В объем $v_т$ будет втекать жидкость с намагниченностью, равной $FM_п$, где F — коэффициент нутации, и выражение (52.9) примет вид

$$M' = FM_п e^{-\frac{t}{T_1}} + X_0 H \left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}\right). \qquad (53.9)$$

Подставив в выражение $t = \frac{v_т}{q}$, получим величину намаг-

ниченности ядер в датчике *2*

$$M' = X_0 H \left[1 - (1 - F)\, e^{-\frac{v_т}{qT_1}}\right]. \qquad (54.9)$$

Если время протекания жидкости через катушку датчика $2\tau \ll T_1$, то в датчике не будет успевать происходить поляризация жидкости и амплитуда сигнала будет пропорциональна намагниченности ядер втекающей жидкости.

При отсутствии нутации амплитуда сигнала A пропорциональна M, при наличии нутации амплитуда сигнала A' пропорциональна M'. Разность амплитуд $A - A'$ пропорциональна величине

$$M - M' = X_0 H (1 - F)\, e^{-\frac{v_т}{qT_1}}. \qquad (55.9)$$

Коэффициент пропорциональности не зависит от величины намагниченности, поэтому можно написать выражение

$$\frac{A - A'}{A} = (1 - F)\, e^{-\frac{v_т}{qT_1}}, \qquad (56.9)$$

откуда

$$T_1 = \frac{v_т}{q \ln \frac{A(1-F)}{A - A'}}. \qquad (57.9)$$

Фактор переворота F зависит от выбора условий в катушке нутации. Если магнитное поле в области этой катушки однородно, то наиболее выгодным условием, обеспечивающим $F = -1$, будет

$$\gamma H_1 \tau = \pi,$$

где H_1 — половина напряженности резонансного осциллирующего поля в катушке; τ — время протекания жидкости через катушку *1*. Этот вариант требует непрерывной подстройки напряженности поля H_1 при изменении величины τ из-за колебаний расхода жидкости.

Если магнитное поле имеет неоднородность, направленную поперек течения жидкости, то, выбрав подходящую величину H_1, можно обеспечить $F = 0$ независимо от τ. При градиенте внешнего поля grad H, направленном вдоль течения жидкости, можно обеспечить $F = -(0{,}8—0{,}9)$, если выполнить условие

$$\frac{\gamma H_1^2}{W \operatorname{grad} H} \geqslant 3, \qquad (58.9)$$

где W — скорость жидкости в катушке 1. В этом случае F в широких пределах не зависит от W. Для автоматизации измерений необходимо обеспечить, чтобы резонансное напряжение на катушку нутации подавалось периодически. При этом амплитуда сигнала будет периодически меняться от величины A до величины A'. Максимальную амплитуду A можно измерить пиковым вольтметром с большой постоянной времени. Разность амплитуд $A - A'$ равна амплитуде огибающей сигнала, которую можно измерить после его выпрямления. Расход жидкости q определим по запаздыванию момента изменения сигнала относительно момента изменения напряжения на катушке нутации. Если время запаздывания Δt, то $q \approx \frac{v_т}{\Delta t}$. Периодическую подачу резонансного напряжения на катушку нутации можно синхронизировать с изменением сигнала: в момент изменения амплитуды сигнала от величины A' к величине A резонансное напряжение должно подаваться на катушку нутации, в момент изменения амплитуды от величины A_0 к величине A' резонансное напряжение должно выключаться. При этом изменение сигнала и подача напряжения на катушку будут происходить с частотой Ω, пропорциональной расходу жидкости

$$\Omega = \frac{q}{2v_т}.$$

Таким образом, измерение максимальной амплитуды сигнала, амплитуды и частоты его огибающей позволяет получить непрерывную информацию о времени релаксации и расходе жидкости в потоке.

§ 11.9. Оптимальные параметры установки и минимальная ошибка измерений

Относительная погрешность измерений из выражения (57.9) определится как

$$\sigma_{T_1} = \frac{\Delta v_т}{v_т} + \frac{\Delta q}{q} + \frac{\frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta A + \Delta A'}{A - A'} + \frac{\Delta F}{1 - F}}{\ln \frac{A(1-F)}{A - A'}}. \quad (59.9)$$

Первые два слагаемых представляют собой ошибку измерения объема $v_т$ и расхода жидкости q, их можно сделать достаточно малыми и тогда основной вклад будет давать

третий член, который после замены ΔA на $\Delta A'$ имеет вид

$$\sigma_{T_1} = \frac{\frac{A_ш}{A} + \frac{2A_ш}{A-A'} + \frac{\Delta F}{1-F}}{\ln \frac{A(1-F)}{A-A'}} = \frac{\frac{A_ш}{A}\left(1 + \frac{2}{(1-F)} e^{+\frac{v_т}{qT_1}}\right) + \frac{\Delta F}{1-F}}{\frac{v_т}{qT_1}}. \tag{60.9}$$

Коэффициент нутации F при заданном расходе жидкости и напряженности резонансного осциллирующего поля в катушке *1* (см. рис. 5.9) является величиной постоянной и его можно определить с достаточно высокой точностью многократными измерениями. Примем, что ошибка измерений, вносимая неопределенностью ΔF, пренебрежимо мала, тогда

$$\sigma_{T_1} = \frac{\left(1 + \frac{2}{(1-F)} e^{\frac{v_т}{qT_1}}\right) qT_1}{a v_т}, \tag{61.9}$$

где a — отношение сигнала к шуму при отсутствии нутации. При исследовании на экстремум выражения (61.9) получается следующее условие для $v_{т\ опт}$:

$$\left(\frac{v_{т\ опт}}{qT_1} - 1\right) e^{\frac{v_{т\ опт}}{qT_1}} = \frac{1-F}{2}. \tag{62.9}$$

Для наиболее выгодного случая $F = -1$ это условие не отличается от условия (9.9), т. е.

$$v_{т\ опт} = 1{,}28 qT_1, \tag{63.9}$$

при $F = 0$

$$v_{т\ опт} = 1{,}46 qT_1.$$

Подставив значение $v_{т\ опт}$ в выражение (56.9), получим при $F = -1$

$$\frac{A_0 - A_0'}{A_0} = 2e^{-1{,}28} = 0{,}56,$$

откуда

$$A'_{0\ опт} = 0{,}44 A_0;$$

при $F=0$

$$\frac{A_0-A_0'}{A_0}=0{,}28,$$

откуда

$$A'_{0\,\text{опт}}=0{,}72A_0.$$

Подставив $v_{\text{т опт}}$ в выражение (61.9), получим при $F=-1$

$$\sigma_{T_1\,\text{мин}}=\frac{4{,}6}{a\cdot 1{,}28}\approx\frac{3{,}6}{a}\,; \qquad (64.9)$$

при $F=0$

$$\sigma_{T_1\,\text{мин}}=\frac{9{,}6}{a\cdot 1{,}46}=\frac{6{,}6}{a}\,.$$

При конечной величине объема поляризации $v_{\text{п}}$ в вытекающей из него жидкости намагниченность ядер $M_{\text{п}}=\mathrm{X}_0H\left(1-e^{-\frac{v_{\text{п}}}{qT_1}}\right)$. Подставив это значение $M_{\text{п}}$ в выражения (52.9) и (53.9), после некоторых преобразований с учетом того, что $e^{-\frac{v_{\text{п}}}{qT_1}}\ll 1$, получаем

$$\frac{M-M'}{M}=(1-F)\,e^{-\frac{v_{\text{т}}}{qT_1}}\left[1-e^{-\frac{v_{\text{п}}}{qT_1}}+e^{-\frac{v_{\text{п}}+v_{\text{т}}}{qT_1}}-e^{-\frac{2v_{\text{п}}+v_{\text{т}}}{qT_1}}\right].$$

Обозначим выражение в квадратных скобках через $(1-b)$, тогда

$$T_1=\frac{v_{\text{т}}}{q\left(\ln\frac{M(1-F)}{M-M'}-b\right)}$$

или

$$T_1=\frac{v_{\text{т}}}{q\ln\frac{A(1-F)}{A-A'}}\left(1-\frac{b}{\ln\frac{A(1-F)}{A-A'}}\right).$$

Из этого выражения относительная ошибка определения T_1 из-за конечной величины $v_{\text{п}}$ равна

$$\sigma_{T_1}=\frac{b}{\ln\frac{A(1-F)}{A-A'}}\,.$$

При оптимальных параметрах установки из выражения (63.9) величина в знаменателе равна 1,28, т. е.

$$\sigma_{T_1}=0{,}78b. \qquad (65.9)$$

С учетом того, что $e^{-\frac{v_{\text{т опт}}}{qT_1}} = 0{,}28$, выражение для b имеет вид

$$b = 0{,}72\, e^{-\frac{v_{\text{п}}}{qT_1}} + 0{,}28\, e^{-\frac{2v_{\text{п}}}{qT_1}}.$$

Второе слагаемое значительно меньше первого и им можно пренебречь, при этом выражение (65.9) примет вид:

$$\sigma_{T_1} = 0{,}56\, e^{-\frac{v_{\text{п}}}{qT_1}},$$

откуда получаем условие для величины объема поляризации

$$v_{\text{п}} \geqslant qT_1 \ln \frac{0{,}56}{\sigma_{T_1\,\text{доп}}}, \qquad (66.9)$$

где $\sigma_{T_1\,\text{доп}}$ — допустимая относительная ошибка измерения T_1. От величины поляризующего объема зависит отношение сигнала к шуму $a = a_0 (1 - e^{-\frac{v_{\text{п}}}{qT_1}})$, где a_0 — отношение сигнала к шуму при $v_{\text{п}} \gg qT_1$. Подставив это значение в выражение (63.9), получаем:

при $F = -1$

$$\sigma_{T_1} = \frac{3{,}6}{a_0 (1 - e^{-\frac{v_{\text{п}}}{qT_1}})};$$

при $F = 0$

$$\sigma_{T_1} = \frac{6{,}6}{a_0 (1 - e^{-\frac{v_{\text{п}}}{qT_1}})},$$

откуда можно найти требуемую величину отношения сигнала к шуму:

при $F = -1$

$$a_0 > \frac{3{,}6}{\sigma_{T_1\,\text{доп}} (1 - e^{-\frac{v_{\text{п}}}{qT_1}})};$$

при $F = 0$

$$a_0 > \frac{6{,}6}{\sigma_{T_1\,\text{доп}} (1 - e^{-\frac{v_{\text{п}}}{qT_1}})}. \qquad (67.9)$$

Подставив в формулу (67.9) минимальное значение $v_п$ из зависимости (66.9), получаем:

при $F = -1$

$$a_0 \geqslant \frac{3,6}{\sigma_{T_1\ доп} - 1,8\sigma^2_{T_1\ доп}};$$

при $F = 0$

$$a_0 \geqslant \frac{6,6}{\sigma_{T_1\ доп} - 1,8\sigma^2_{T_1\ доп}}. \qquad (68.9)$$

Рассматриваемый метод удобнее всего применять для измерения T_1, меняющегося в небольших пределах вблизи какого-то определенного значения, так как в этом случае параметры установки будут оптимальными. С помощью такой установки можно, например, контролировать степень очистки жидкости от растворенного кислорода и других парамагнитных примесей.

Погрешность измерений определяется стабильностью расхода жидкости и отношением сигнала к шуму.

Если задана допустимая погрешность измерений, то можно определить нижний предел требуемого отношения сигнала к шуму из выражения (68.9). Например, при $\sigma_{т\ доп} = 0,05$, $a_0 > 80$. Величины T_1 и q определяются параметрами жидкости и проточной системы. Величина объема $V_т$ определяется заданными значениями q и T_1 из выражения (63.9). Величина объема $v_п$ определяется заданными значениями q, T_1 и $\sigma_{T_1\ доп}$ выражения (66.9). Например, для чистой воды ($T_1 = 3$ *сек*) при $q = 10$ *см³/сек* и $\sigma_{T_1\ доп} = 0,05$ $v_т = 38,4$ *см³*, $v_п = 72,5$ *см³*, для чистого бензола ($T_1 = 19$ *сек*) оптимальные величины $v_т$ и $v_п$ имеют прежние значения, если $q = 1,58$ *см³/сек*, а если $q = 10$ *см³/сек*, то $v_т = 243$ *см³* и $v_п = 460$ *см³*.

Глава 10

НЕКОТОРЫЕ ДРУГИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

§ 1.10. Исследование продольной турбулентной диффузии в трубопроводе [44, 45]

Сущность метода исследования. При движении жидкости в трубопроводе с постоянным сечением средняя скорость молекул равна средней скорости течения

жидкости. Мгновенная скорость отдельной молекулы отличается от средней на величину, называемую пульсацией скорости, которая хаотически меняется как по величине, так и по направлению. В системе координат, перемещающейся со средней скоростью жидкости, движение молекул происходит подобно обычному молекулярному движению, но к тепловым скоростям молекул добавляются скорости, обусловленные турбулентными пульсациями. В связи с этим вместо обычной молекулярной диффузии, происходящей в неподвижной жидкости, наблюдается гораздо более эффективная турбулентная диффузия молекул.

Прямой метод исследования диффузии молекул через какое-то сечение заключается в отметке молекул по одну сторону этого сечения и в фиксировании через определенное время количества меченых молекул, оказавшихся по другую его сторону. Обычно для исследования диффузии производится отметка жидкости с помощью добавления в нее различных красящих веществ и наблюдается диффузия молекул красящего вещества. Этот метод является косвенным, так как наблюдается диффузия не самих молекул жидкости, а молекул примеси. Непосредственно диффузию молекул можно наблюдать, используя радиоактивную отметку ядер. Оба эти метода неприменимы при исследовании турбулентной диффузии в быстрых потоках в связи с трудностью получить резкую границу отмеченной жидкости.

Исследование эффекта нутации показало, что с его помощью можно получать в быстром потоке жидкости резкую границу, разделяющую поляризованную и неполяризованную жидкости, и наблюдать ее размытие через некоторое время. Этого достаточно для исследования продольной турбулентной диффузии.

Для осуществления метода можно воспользоваться обычной установкой для наблюдения эффекта нутации (см. рис. 2.2). Она должна содержать поляризующий магнит с сильным полем. Жидкость после поляризации в межполюсном пространстве магнита поступает в участок трубопровода длиной l_0, в котором исследуется диффузия. В начале этого участка на трубопровод надета катушка датчика нутации, а в конце его—катушка датчика абсорбции, присоединенная к схеме детектора с малой постоянной времени.

Когда в катушке нутации нет резонансного осциллирующего поля, на выходе схемы детектора наблюдается сигнал

ядерного резонанса. В некоторый момент времени на катушку нутации подается от генератора напряжение с частотой, равной частоте прецессии ядер в объеме катушки. При этом намагниченность ядер в жидкости, находящейся в этот момент в катушке, быстро уменьшается до нуля. Это происходит за время $T = \frac{6}{\gamma \Delta H_{\perp}}$, где $\Delta H_{\perp}$ — неоднородность внешнего поля поперек течения жидкости в пределах этой катушки. В результате из катушки начинает вытекать деполяризованная жидкость, а по трубопроводу движется граница, разделяющая поляризованную и деполяризованную жидкости, которая в первый момент имеет протяженность $W_{\text{ср}}T$. Создав большую поперечную неоднородность поля в катушке, эту протяженность можно сделать достаточно малой. Проходя по трубопроводу, в результате турбулентной диффузии эта граница расплывается. С момента входа переднего фронта этой границы в датчик абсорбции начинается уменьшение сигнала ядерного резонанса, в момент выхода из датчика ее заднего фронта уменьшение сигнала заканчивается. Из закона изменения амплитуды сигнала во времени можно найти закон изменения намагниченности ядер по длине диффузионного слоя.

Зная время t, за которое произошло полное уменьшение амплитуды сигнала абсорбции, можно определить длину диффузионного слоя l_d, откуда по формуле, вывод которой приведен ниже, определяется величина коэффициента турбулентной диффузии.

Вывод зависимости коэффициента турбулентной диффузии от измеренной протяженности фронта деполяризации. Напишем основное уравнение диффузии

$$\frac{dP}{dt} = -D\frac{d\varrho}{dx}S, \qquad (1.10)$$

где P — масса продиффундировавшего вещества; ϱ — его плотность; x — координата, вдоль которой рассматривается диффузия; S — площадь поверхности, через которую происходит диффузия; D — коэффициент диффузии.

В данном случае роль ϱ играет намагниченность ядер жидкости M, а вместо массы P в результате диффузии переносится магнитный момент m, координата x направлена против течения жидкости, начало координат удобно расположить в движущемся со средней скоростью сечении,

по которому в начальный момент проходит граница поляризованной и деполяризованной жидкости. При этом уравнение турбулентной диффузии будет иметь вид

$$\frac{dm}{dt} = -D_т \frac{dM}{dx} S, \qquad (2.10)$$

где $D_т$ — коэффициент турбулентной диффузии.

Практическое исследование формы фронта деполяризации показало, что при наличии эффективного турбулентного перемешивания жидкости величина $\frac{dM}{dx}$ не зависит от x. Это следует, например, из линейной зависимости амплитуды сигнала от времени, представленной на рис. 3*а*.8.

В этом случае величина $\frac{dM}{dx}$ является постоянной практически на протяжении всего фронта деполяризации и ее можно выразить через длину l_d:

$$\frac{dM(t)}{dx} = \frac{M_{макс}}{l_d(t)}. \qquad (3.10)$$

Зависимость длины фронта деполяризации от времени можно представить выражением

$$l_d = at + b. \qquad (4.10)$$

При $t=0$ $l_d = \frac{6W_{ср}}{\gamma \Delta H_\perp} = b$—начальная протяженность фронта деполяризации; при $t = \frac{l_0}{W_{ср}} = t_0$

$$l_d = a\frac{l_0}{W_{ср}} + b, \quad \text{поэтому}$$

$$a = \frac{[l_d(t_0) - b]\, W_{ср}}{l_0}.$$

Подставив формулы (3.10) и (4.10) в выражение (2.10), получим

$$\frac{dm}{dt} = -D_т \frac{M_{макс}}{at+b}. \qquad (5.10)$$

Найдем магнитный момент, продиффундировавший за время t_0,

$$\Delta m = \int_0^{t_0} \frac{dm}{dt}\, dt. \qquad (6.10)$$

Подставив в формулу (6.10) $\frac{dm}{dt}$ из зависимости (5.10) и раскрыв a и b, получим

$$\Delta m = \frac{D_{\text{т}} M_{\text{макс}} l_0}{\left[l_d(t_0) - \frac{6W_{\text{ср}}}{\gamma \Delta H_\perp} \right]} \ln \left[\frac{l_d(t_0)\, \gamma\, \Delta H_\perp}{6W_{\text{ср}}} \right]. \qquad (7.10)$$

Эту же величину можно определить из экспериментальной кривой рис. 3а. 8. Она равна суммарному магнитному моменту ядер позади начального сечения

$$\Delta m = \int_0^{\frac{l_d(t_0)}{2}} M(x)\, dx. \qquad (8.10)$$

Из рис. 3а. 8 видно, что при $x = 0$

$$M(0) = \frac{M_{\text{макс}}}{2},$$

а при $x = \frac{l_d(t_0)}{2}$

$$M\left(\frac{l_d(t_0)}{2} \right) = 0,$$

поэтому

$$M_x = \frac{M_{\text{макс}}}{l_d(t_0)} \left[\frac{l_d(t_0)}{2} - x \right].$$

Подставив это значение в формулу (8.10) и проинтегрировав, получим

$$\Delta m = \frac{M_{\text{макс}} l_d(t_0)}{8}. \qquad (9.10)$$

Сопоставив выражения (7.10) и (9.10), получим коэффициент турбулентной диффузии

$$D_{\text{т}} = \frac{l_d(t_0)\, W_{\text{ср}} \left[l_d(t_0) - \frac{6W_{\text{ср}}}{\gamma\, \Delta H_\perp} \right]}{8 l_0 \ln \left[\frac{l_d(t_0)\, \gamma\, \Delta H_\perp}{6W_{\text{ср}}} \right]}. \qquad (10.10)$$

Практически $\frac{6W_{\text{ср}}}{\gamma\, \Delta H_\perp} \ll l_d(t_0)$, поэтому из формулы (10.10) получаем

$$D_{\text{т}} = \frac{l_d^2(t_0)\, W_{\text{ср}}}{8 l_0 \ln \left[\frac{l_d(t_0)\, \gamma\, \Delta H_\perp}{6W_{\text{ср}}} \right]}. \qquad (11.10)$$

Практические измерения. Фотография сигнала резонанса в проточном датчике, меняющегося в результате импульсной подачи резонансного осциллирующего поля в катушку нутации, представлена на рис. 1.10. Сигнал имеет вид синусоидального напряжения с частотой 550 *гц*, отдельные периоды этого напряжения на фотографии не разрешены. Съемка производилась на кинопленку с экрана осциллографа. При отсутствии диффузии возникновение и исчезновение сигнала должно было происходить очень

Рис. 1.10. Осциллограмма сигнала ядерного резонанса прн нмпульсной модуляцнн намагннчения струн.

резко, так как импульсы резонансной частоты, подаваемые на катушку нутации, имели прямоугольную форму, поэтому участки намагниченной жидкости в струе имели при своем возникновении резкие передний и задний фронты. Перемешивание жидкости вдоль струи вызывает размытие фронтов импульсов сигнала ядерного резонанса. На рис. 1.10 находящееся слева начало импульса, вызванное приходом в датчик наиболее быстрых молекул переднего фронта намагниченной жидкости, теряется в шумах, зато конец нарастания импульса, знаменующий приход в датчик самых медленных молекул переднего фронта намагниченной жидкости, хорошо виден. Хорошо видное на фотографии начало спада импульса сигнала вызывается приходом в датчик первых порций размагниченной жидкости, т. е. наиболее быстрых молекул заднего фронта намагниченной жидкости. Конец спада импульса теряется в шумах. Закон уменьше-

ния импульса сигнала тождествен закону его роста. В этом можно убедиться, совместив один из фронтов импульса с другим фронтом, зеркально отраженным от оси времени. Теряющееся в шумах начало переднего фронта импульса имеет вид, аналогичный началу заднего фронта. Таким образом, по двум фронтам импульса можно полностью установить закон изменения сигнала ядерного резонанса во времени. Для того чтобы от закона изменения сигнала во времени A (t) перейти к закону изменения намагниченности ядер вдоль струи M (x), необходимо произвести замену переменных. Амплитуда сигнала A и средняя величина намагниченности $\overline{M}$ ядер в датчике являются величинами пропорциональными, поэтому в относительных единицах можно принять $\overline{M} = A$.

Если длина датчика гораздо меньше длины фронта деполяризации, то величина $\overline{M}$ в датчике равна намагниченности ядер в том участке струи, который в рассматриваемый момент времени t заполняет датчик, т. е. находится на расстоянии l_0 от места образования фронта деполяризации. В момент времени t в датчике находятся только те молекулы поляризованной жидкости, которые не успели его пройти и скорость которых $W \leqslant \frac{l_0}{t}$. Количество этих молекул определяет $\overline{M}$, а следовательно, и амплитуду сигнала

$$A(W) \sim \overline{M}(W) \sim \int\limits_{W_{\text{мин}}}^{W=\frac{l_0}{t}} e^{-\frac{l_0}{W\tau_1}} \frac{dN}{dW} dW, \qquad (12.10)$$

где $\frac{dN}{dW} dW$ — относительное число молекул в струе, скорость которых лежит в пределах от W до $W + dW$. Эта величина является непрерывной функцией W, и амплитуда сигнала в каждый момент времени t однозначно связана со скоростью $W = \frac{l_0}{t}$ молекул фронта деполяризации, проходящих в этот момент через датчик.

Таким образом, из зависимости амплитуды сигнала ядерного резонанса от времени t можно, заменив t на $\frac{l_0}{W}$, получить зависимость $\overline{M}$ (W).

Найдем зависимость намагниченности M от координаты x фронта деполяризации в некоторый фиксированный

момент времени t_0. Как было установлено, величина M однозначно связана со скоростью W молекул фронта деполяризации, которые в этот момент имеют координаты x, т. е. со скоростью

$$W = \frac{x}{t_0} + W_{\text{ср}} = \frac{x + l_0}{t_0},$$

поэтому зависимость $M(x)$ можно получить из зависимости $M(W)$, подставив $W = \frac{x + l_0}{t_0}$, или прямо из зависимости $M(t)$, подставив $t = \frac{l_0}{x + l_0} t_0$.

Зависимость M от W, полученная при обработке осциллограммы рис. 1.10, представлена на рис. 2.10. Из зависимости $M(x)$ легко определяется протяженность фронта

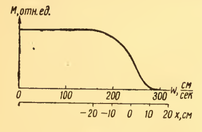


Рис. 2.10. Изменение величины намагниченности ядер на протяжении фронта деполяризации в турбулентном потоке.

Рис. 3.10. Распределение молекул по скоростям в турбулентном потоке.

деполяризации l_d, которая требуется для определения коэффициента турбулентной диффузии $D_{\text{т}}$. Практически в трубке диаметром около 5 *мм* при $W_{\text{ср}} = 427$ *см/сек* получилась величина $D_{\text{т}} = 21$ *см²/сек*; при $W_{\text{ср}} = 219$ *см/сек* $D_{\text{т}} = 5{,}3$ *см²/сек*, т. е. с увеличением скорости жидкости коэффициент турбулентной диффузии быстро растет.

Зависимость $\frac{dN}{dW}$, полученная дифференцированием кривой рис. 2.10, представлена на рис. 3.10. Эта величина характеризует распределение молекул по скорости в турбулентном потоке. Если релаксацией пренебречь нельзя, то $\frac{dN}{dW} \sim \frac{dM}{dW} e^{-\frac{l_0}{WT_1}}$.

§ 2.10. Измерение расхода жидкости по напряженности резонансного осциллирующего поля в катушке нутации [47]

Как было показано в § 2.2, если жидкость, протекающую по трубопроводу, предварительно поляризовать сильным магнитным полем, а затем последовательно пропустить через два датчика ядерного магнитного резонанса, то резонансное осциллирующее магнитное поле, присутствующее в катушке первого датчика, вызывает изменение амплитуды сигнала ядерного резонанса, детектируемого во втором датчике. При соблюдении некоторых условий, в частности, если напряженность внешнего поля в первом датчике меньше напряженности поляризующего поля, а его неоднородность невелика и направлена вдоль течения жидкости, то это изменение происходит пропорционально величине $\cos \gamma H_1 \frac{v_{\text{н}}}{2q}$, где H_1 — напряженность резонансного осциллирующего поля в катушке первого датчика; γ — гиромагнитное отношение ядер; $v_{\text{н}}$ — объем, занимаемый протекающей жидкостью внутри катушки первого датчика; q — расход жидкости.

С увеличением H_1 амплитуда сигнала периодически обращается в нуль, причем значения H_{10}, при которых это происходит, строго связаны с расходом жидкости

$$H_{10} = \frac{q\,(2n-1)\,\pi}{\gamma v_{\text{н}}}, \qquad (13.10)$$

где n — целое число. Таким образом, зная напряженность резонансного осциллирующего поля в катушке первого датчика, при которой амплитуда сигнала ядерного резонанса на выходе схемы детектора обращается в нуль, можно найти расход жидкости

$$q = \frac{\gamma H_{10} v_{\text{н}}}{(2n-1)\,\pi}. \qquad (14.10)$$

Для определения величины n, которую нужно подставить в выражение (14.10), необходимо знать, сколько раз при увеличении H_1 от нуля до H_{10} амплитуда сигнала обращается в нуль. Если один раз, то $n = 1$, если два раза, то $n = 2$ и т. д. Практически n может быть больше 10.

Найдем ошибку измерения расхода. Предположим, что удалось установить величину $H_1 = H_{10}$, точно удовлетво-

ряющую выражению (13.10). При этом амплитуда сигнала $A = 0$ и расход q можно найти по выражению (14.10). Если теперь величина расхода будет меняться, то увеличения амплитуды сигнала не заметим, пока она не превысит уровень шумов $A_ш$. Таким образом, изменение расхода Δq, при котором изменение амплитуды сигнала $\Delta A = A_ш$, является абсолютной погрешностью измерения.

Изменение амплитуды сигнала ΔA связано с малым изменением расхода выражением $\Delta A = \frac{\partial A}{\partial q} \Delta q$. Подставив $\Delta A = A_ш$, получим

$$\Delta q = \frac{A_ш}{\frac{\partial A}{\partial q}}. \qquad (15.10)$$

Производная $\frac{\partial A}{\partial q}$, состоит из нескольких слагаемых, но только одно из них не содержит множителя $\cos \gamma H_1 \frac{v_н}{2q}$, который при $H_1 = H_{10}$, когда $\gamma H_1 \frac{v_н}{2q} = \frac{2n-1}{2} \pi$ равен нулю, поэтому остальными слагаемыми можно пренебречь. При этом

$$\frac{\partial A}{\partial q} = A_0 \frac{\gamma H_1 v_н}{2q^2} \sin \frac{\gamma H_1 v_н}{2q}, \qquad (16.10)$$

где A_0 — амплитуда сигнала ядерного резонанса при $H = 0$.

Подставив $\frac{\partial A}{\partial q}$ из формулы (16.10) в выражение (15.10), получим при $\gamma H_1 \frac{v_н}{2q} = \frac{2n-1}{2} \pi$

$$\frac{\Delta q}{q} = \frac{2}{a(2n-1)\pi}, \qquad (17.10)$$

где a — отношение сигнала к шуму при $H_1 = 0$.

Кроме рассмотренного источника ошибки вклад в нее вносят неточности измерений напряженности осциллирующего поля H_1 и объема $v_н$. Величина напряженности H_1 пропорциональна напряжению U на катушке первого датчика, которое можно определять с высокой точностью, поэтому ошибка относительного измерения расхода жидкости целиком определяется выражением (17.10).

Для абсолютного измерения расхода жидкости необходимо знать эффективную величину объема $v_н$, а также коэф-

фициент пропорциональности напряжения $\dot{U}$ и напряженности поля H_1. Эти величины надежно измерить и рассчитать довольно сложно, поэтому целесообразно прямо определить коэффициент пропорциональности напряжения U и расхода жидкости. Последний можно найти независимо с достаточно высокой точностью. Этот метод позволяет производить абсолютные измерения расхода с погрешностью, определяемой выражением (17.10). Отношение сигнала к шуму максимально при некотором оптимальном расходе. С увеличением и уменьшением расхода оно падает. Границы диапазона измерений ограничены расходами, при которых отношение сигнала к шуму уменьшается до величины

$$a_{\text{мин}} = \frac{2}{\sigma_{T_{1\text{доп}}}(2n-1)\pi}, \tag{18.10}$$

где $\sigma_{T_1\,\text{доп}}$ — допустимая относительная ошибка.

Метод позволяет осуществить автоматическое измерение и регулировку расхода, так как при использовании фазового детектора знак появляющегося сигнала ядерного резонанса зависит от знака рассогласования расхода жидкости с напряжением радиочастоты на катушке первого датчика.

Недостатком метода является запаздывание момента изменения амплитуды сигнала относительно момента изменения расхода, определенное расстоянием между катушками первого и второго датчиков. Это расстояние должно обеспечить, чтобы частота поля H_1 была далека от частоты детектора ядерного резонанса.

Без существенного увеличения погрешности измерений датчик нутации можно располагать в неоднородном поле с градиентом, направленным вдоль течения жидкости. Это позволяет уменьшить расстояние между датчиками.

§ 3.10. Измерение скорости жидких диэлектриков по аппаратурному сдвигу частоты [36]

Если участок трубопровода представляет собой датчик ядерного магнитного резонанса, выполненный в виде одной из конструкций, изображенных на рис. 1.4, то эффект ядерного резонанса в таком датчике наблюдается при частоте осциллирующего поля, сдвинутой относительно частоты прецессии ядер на величину $\Delta\bar{\omega}_A$, пропорциональную скоро-

сти жидкости. Коэффициент пропорциональности зависит от конкретной конструкции датчика и определяется выражением (3.4). Зная геометрические параметры датчика, можно, измерив смещение частоты $\Delta\overline{\omega}_A$, определить абсолютную величину скорости и расхода жидкости.

Для измерения величины $\Delta\overline{\omega}_A$ нужно установить определенную напряженность магнитного поля H в объеме датчика, задав этим частоту прецессии ядер ω_0, и измерять резонансную частоту осциллирующего поля ω в датчике. Изменение напряженности поля H на величину ΔH вносит в измерение относительную погрешность $\frac{\Delta q}{q} = \frac{\gamma \Delta H}{\Delta \omega_A}$. Для того чтобы погрешность была меньше 1%, необходимо обеспечить условие $\Delta H < \frac{\Delta\overline{\omega}_A}{\gamma\, 100}$. Обычно величина $\frac{\Delta\overline{\omega}_A}{\gamma}$ не превышает нескольких сотых эрстеда, откуда следует условие, что нестабильность поля должна быть порядка 10^{-4} *э* в течение длительного времени. Такое условие выполнить трудно. Этого можно избежать, включив в трубопровод одновременно два проточных датчика, имеющих аппаратурный сдвиг противоположного знака, и измеряя разницу в их резонансных частотах. В этом случае погрешность измерений определяется величиной градиента поля.

В настоящее время на основе аппаратурного эффекта разрабатываются расходомеры, использующие как сигнал ядерной абсорбции в магнитном поле магнита, так и сигнал свободной прецессии в земном поле.

§ 4.10. Определение знака гиромагнитного отношения ядер

Знак величины γ в экспериментах по ядерному резонансу определяют двумя методами. Один из них является абсолютным [184, 185]. Для его осуществления необходимо детектировать сигнал ядерной индукции, причем возбуждающее поле должно создаваться системой радиочастотных катушек, обеспечивающей вращение поля в направлении прецессии магнитных моментов ядер. Зная направление вращения поля и направление внешнего поля, можно определить знак величины γ. Наводка от вращающегося поля в приемной катушке компенсируется сложной радиотехнической системой. Другой метод является относительным

[186, 187], для его осуществления необходимо получить сигналы ядерной индукции от исследуемых ядер и ядер с известным гиромагнитным отношением. Неизвестный знак гиромагнитного отношения определяется по относительной полярности сигналов от этих двух типов ядер. Метод требует смены датчика или наличия в датчике двух типов ядер.

Метод определения знака γ в проточном датчике [35] основан на аппаратурном эффекте. При наблюдении сигнала ядерного резонанса от исследуемых ядер в одном из проточных датчиков, изображенных на рис. 1.4, можно заметить, что знак аппаратурного сдвига частоты зависит от знака гиромагнитного отношения ядер. Если направление внешнего поля и направление вращения силовых линий осциллирующего поля, действующего на движущиеся ядра, связаны по правилу буравчика, то знак сдвига резонансной частоты осциллирующего поля от частоты прецессии ядер в датчике одинаков со знаком γ. Этот метод имеет следующие достоинства: 1) позволяет определять знак величины γ при работе с любым типом сигнала ядерного резонанса, т. е. при наличии любой схемы детектора; 2) проще известного абсолютного метода, так как не требует создания вращающегося поля и компенсации наводки от него; 3) проще известного относительного метода, потому что не требует сравнения сигналов исследуемых и стандартных ядер.

Если время релаксации жидкости $T_1 > 0{,}1$ *сек*, то для определения знака γ нет необходимости усложнять конструкцию основного датчика, что могло бы привести к ухудшению сигнала. С этой целью можно воспользоваться эффектом нутации при наблюдении смещения частоты резонанса в тороидальном датчике, который помещен в слабое поле и через который протекает поляризованная жидкость перед входом в основной датчик, и фиксируется наличие резонанса по изменению сигнала в основном датчике.

§ 5.10. Спектрометры ядерного магнитного резонанса с проточной жидкостью

Впервые спектры ядерного магнитного резонанса в проточной жидкости наблюдали Блюм и Шулери [3]. Они отметили рост амплитуды сигнала в результате притока в датчик поляризованной жидкости, но выразили сомнение

в целесообразности применения таких спектрометров для наблюдения спектров сверхтонкой структуры. Действительно, выигрыш в амплитуде сигнала, полученный в результате движения жидкости, обеспечивается вызванным этим движением уширением линий спектра ЯМР. Тем не менее спектрометры ядерного магнитного резонанса с проточной жидкостью обладают важным преимуществом. Они позволяют осуществлять бесконтактный контроль качественного и количественного состава жидкости, непрерывно текущей по трубопроводу, что очень важно при использовании этих приборов в промышленности.

Проточный спектрометр можно сделать из обычного, заменив в нем ампулу с образцом трубкой, через которую протекает предварительно поляризованная жидкость. Поляризатор можно располагать в поле того же или другого магнита, его объем должен удовлетворять условию $v_п \gg qT_1$ (q — расход жидкости). Величины q и объема датчика должны выбираться так, чтобы ширина линии из-за неоднородности поля приблизительно равнялась ширине линии из-за течения жидкости. Эти условия рассматривались в гл. 5. Существенное сужение линии можно получить, применив проточный датчик с вращающейся жидкостью [83]. Например, с датчиком, схема которого приведена на рис. 30.3, получена ширина линии спектра ЯМР около 0,001 *э*. Если нет необходимости высокого разрешения, например, при изотопном анализе, то для увеличения амплитуды сигнала целесообразно увеличивать сечение датчика и расход жидкости. В этом случае для уменьшения веса и повышения стабильности работы прибора можно помещать датчик в слабое магнитное поле.

Кроме несомненных преимуществ проточных спектрометров при их промышленном применении они позволяют осуществлять некоторые оригинальные эксперименты. Например, с помощью созданного во Франции проточного спектрометра со слабым магнитным полем и предварительной поляризацией Хеннекин исследовал изменение сверхтонкой структуры спектров ЯМР в магнитном поле с напряженностью, сравнимой с расстоянием между линиями спектра [83]. На проточном спектрометре со слабым полем, оборудованном системой для измерения времен релаксации методом переменного размагничивающего объема (гл. 9), можно измерять времена релаксации отдельных линий спектра ЯМР [17, 46]. На этой установке впервые методом

ядерного резонанса наблюдалась отрицательная гидратация катионов в растворе.

§ 6.10. Измерение скорости спинового обмена методом двойного ядерного резонанса

Если в исследуемом веществе имеются ядра химически не эквивалентные, т. е. находящиеся в различном химическом окружении, то сигналы ядерного резонанса от этих групп ядер наблюдаются при несколько различных частотах. При этом можно наблюдать сигнал резонанса ядер каждой группы и по его амплитуде судить о величине их суммарного магнитного момента. Наличие спинового обмена между ядрами отдельных групп можно заметить по уширению линии спектра ядерного резонанса этих групп, происходящему из-за уменьшения времени жизни отдельных состояний ядер.

При использовании этого эффекта для измерения скорости спинового обмена между ядрами разных групп необходимо исключить вклад в ширину линии ядерного резонанса, вносимый спиновым обменом между ядрами одной группы (спин-спиновой релаксацией), спиновым обменом ядер с решеткой (спин-решеточной релаксацией) и неоднородностью внешнего магнитного поля. Это значительно понижает точность измерений.

Наличие спинового обмена между двумя группами ядер можно заметить, если время жизни τ спина ядра одной группы по отношению к обмену со спином ядра другой группы имеет величину порядка $\frac{1}{\Delta f}$, где Δf — разница частот, при которых наблюдается резонанс ядер одной и другой групп ядер. Если, меняя какой-либо параметр: температуру, магнитное поле, концентрацию, изменять величину τ, то при $\tau \gg \frac{1}{\Delta f}$ наблюдаются две линии ядерного резонанса, при $\tau \approx \frac{1}{\Delta f}$ линии начинают сливаться, а при $\tau \ll \frac{1}{\Delta f}$ ядра обеих групп дают одну линию ядерного резонанса.

Этот эффект широко используется на практике для оценки величины τ, но он не применим при исследовании медленного обмена, когда $\tau \gg \frac{1}{\Delta f}$.

Ниже будет описан способ исследования спинового обмена, позволяющий измерять τ в более широких пределах и с большей точностью, чем известные методы. Рассмотрим сущность метода двойного резонанса на примере измерения скорости обмена спинов между n группами ядер, соответствующими n линиям спектра ЯМР. Обозначим суммарные магнитные моменты ядер в этих состояниях $M_1, M_2, \ldots, M_n$, продольные времена релаксации ядер $T_1^1, T_1^2, \ldots, T_1^n$. Закон изменения величин $M_1, M_2, \ldots, M_n$ определяется выражениями:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dM_1}{dt} &= \frac{M_{01}-M_1}{T_1^1} - \frac{M_1}{\tau_1} + \frac{M_2}{\tau_{21}} + \ldots + \frac{M_n}{\tau_{n1}}; \\ \frac{dM_2}{dt} &= \frac{M_{02}-M_2}{T_1^2} - \frac{M_2}{\tau_2} + \frac{M_1}{\tau_{12}} + \ldots + \frac{M_n}{\tau_{n2}}; \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ \frac{dM_n}{dt} &= \frac{M_{0n}-M_n}{T_1^n} - \frac{M_n}{\tau_n} + \frac{M_1}{\tau_{1n}} + \ldots + \frac{M_{n-1}}{\tau_{n-1,\,n}}, \end{aligned}\right\} \quad (19.10)$$

где $M_{01}, M_{02}, \ldots, M_{0n}$ — равновесные величины суммарных магнитных моментов ядер в исследуемых состояниях; $\tau_1, \tau_2, \ldots, \tau_n$ — времена жизни спинов ядер в состояниях $1, 2, \ldots, n$ соответственно по отношению к обмену с остальными состояниями; τ_{ab} — время жизни спинов ядер в состоянии a по отношению к обмену со спинами ядер в состоянии b.

Если вещество достаточно долго находилось в постоянном внешнем магнитном поле, то $M_1 = M_{01}, M_2 = M_{02}, \ldots, M_n = M_{0n}$, а $\frac{dM_1}{dt} = \frac{dM_2}{dt} = \ldots = \frac{dM_n}{dt} = 0$. При этом из выражений (19.10) следует, что

$$\sum_{\substack{a=1 \\ a \neq b}} \frac{M_{0a}}{\tau_{ab}} = \frac{M_{0b}}{\tau_b}. \quad (20.10)$$

Если в некоторый момент времени $t = 0$ действием резонансного осциллирующего поля «насытить» линию 1, т. е. сделать $M_1 = 0$, оставив $M_2, M_3, \ldots, M_n$ равновесными, то в результате обмена величины M начнут меняться по закону, который можно написать, подставив в выражения (19.10) $M_1 = 0$, $M_2 = M_{02}$, $M_3 = M_{03} \ldots M_n = M_{0n}$

й учитывая зависимость (20.10),

$$\left.\begin{aligned} \frac{dM_1}{dt_{t=0}} &= M_{01}\left(\frac{1}{\tau_1}+\frac{1}{T_1'}\right); \\ \frac{dM_2}{dt_{(t=0)}} &= \frac{M_{01}}{\tau_{12}}; \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ \frac{dM_n}{dt_{(t=0)}} &= -\frac{M_{01}}{\tau_{1n}}. \end{aligned}\right\} \qquad (21.10)$$

Таким образом, «насытив» одну из линий спектра ЯМР и измерив скорости изменения всех линий в момент времени $t = 0$, можно определить время релаксации «насыщенной» линии и вероятности ее спинового обмена с каждой линией. Время жизни спинов ядер в состоянии, соответствующем «насыщенной» линии τ_1, определяется суммой вероятностей спинового обмена со всеми остальными ядрами

$$\frac{1}{\tau_1} = \sum_{a=2}^{n} \frac{1}{\tau_{1a}}. \qquad (22.10)$$

Практические измерения скорости обмена спинов ядер методом двойного резонанса производились на проточном спектрометре ЯМР с двумя датчиками, блок-схема которого

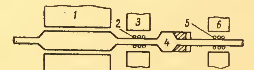


Рис. 4.10. Блок-схема проточного спектрометра с двумя датчиками:

1 — поляризующий магнит; *2* — катушка первого датчика; *3* — магнит первого датчика; *4* — переменный объем; *5* — катушка второго датчика; *6* — магнит второго датчика.

приведена на рис. 4.10. В этом спектрометре исследуемая жидкость поляризовалась, протекая через межполюсное пространство магнита *1* с напряженностью поля 8 *кэ*, затем протекала через катушку *2* первого датчика ядерного резонанса, помещенную в магнит *3*, после этого жидкость протекала по переменному объему *4*, помещенному в слабое

магнитное поле, и попадала во второй датчик ядерного магнитного резонанса *5*, расположенный в однородном магнитном поле напряженностью 35 *э*, создаваемом магнитом *6*. Катушка второго датчика ЯМР была присоединена к схеме спектрометра. В отличие от обычного способа наблюдения сигнала ЯМР в проточном датчике с предварительной поляризацией система ядер, выйдя из поляризатора, находится не в равновесии с внешним магнитным полем, а имеет намагниченность, гораздо больше равновесной. Равновесным в поле напряженностью 35 *э* и в других слабых полях, по которым протекает жидкость после поляризатора, является величина намагниченности, близкая к нулю. Как было показано, для измерения скорости обмена ядер между несколькими линиями необходимо обеспечить, чтобы все линии, кроме одной, были в равновесии с внешним полем. Для этой цели служит катушка *2*, помещенная в магнитное поле напряженностью 0,14 *э* с неоднородностью в пределах катушки не превышающей 0,005 *э*. Создавая в этой катушке резонансное осциллирующее магнитное поле подходящей напряженности, и частоты, можно вызвать нутацию намагниченностей ядер нужных линий на угол, близкий $\frac{\pi}{2}$. Так как из-за неоднородности внешнего магнитного поля поперечное время релаксации $T_2 \ll T_1$, то при дальнейшем течении жидкости намагниченности этих линий быстро уменьшаются, т. е. приближаются к равновесному значению.

Практически «нутацию» линии спектра нужно производить таким образом, чтобы при минимальной величине переменного объема *4* в жидкости, втекающей во второй датчик, намагниченности соответствующих групп ядер были равны нулю, что можно контролировать по равенству нулю амплитуд соответствующих линий спектра. Если после этого переменный объем увеличить на Δv, то в датчик будет втекать жидкость с величинами M, не равными нулю, а определяемыми процессами обмена и релаксации.

Рассмотрим пример измерения τ для случая водного раствора гипофосфита калия, спектр которого состоит из трех линий. Центральная линия вызвана протонами воды, боковые линии, вызванные протонами гипофосфит-ионов $H_2PO_2^-$, раздвинуты друг от друга на 500 *гц* из-за косвенного спин-спинового взаимодействия протонов с ядром фосфора.

В случае трех линий с амплитудами A_1, A_2, A_3, пропорциональными величинам намагниченностей M_1, M_2, M_3, закон их изменения можно найти, заменив в выражении (19.10) M_1, M_2, M_3 на A_1, A_2, A_3, подставив $t = \frac{\Delta v}{q}$ и $M_{01} = M_{02} = M_{03} = 0$ (q — расход), при этом получим:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dA_1}{d\,\Delta v}\,q &= -A_1\left(\frac{1}{T_1'}+\frac{1}{\tau_1}\right)+\frac{A_2}{\tau_{21}}+\frac{A_3}{\tau_{31}}; \\ \frac{dA_2}{d\,\Delta v}\,q &= -A_2\left(\frac{1}{T_1^2}+\frac{1}{\tau_2}\right)+\frac{A_1}{\tau_{12}}+\frac{A_3}{\tau_{32}}; \\ \frac{dA_3}{d\Delta\,v}\,q &= -A_3\left(\frac{1}{T_1^3}+\frac{1}{\tau_3}\right)+\frac{A_1}{\tau_{13}}+\frac{A_2}{\tau_{23}}. \end{aligned}\right\} \qquad (23.10)$$

В результате нутаций второй и третьей линий при $\Delta v = 0$

$$A_1 = A_{10}; \quad A_2 = A_3 = 0.$$

Подставив эти значения в систему (23.10), получим:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dA_1}{d\Delta v_{(\Delta v=0)}}\,q &= -A_{10}\left(\frac{1}{T_1'}+\frac{1}{\tau_1}\right); \\ \frac{dA_2}{d\,\Delta v_{(\Delta v=0)}} &= +\frac{A_{10}}{\tau_{12}}; \\ \frac{dA_3}{d\,\Delta v_{(\Delta v=0)}} &= +\frac{A_{10}}{\tau_{13}}. \end{aligned}\right\} \qquad (24.10)$$

Время жизни спинов ядер τ_1 в состоянии, соответствующем первой линии, определяется зависимостью

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{13}}. \qquad (25.10)$$

В результате нутации первой линии при $\Delta v = 0$ $A_1 = 0$, $A_2 = A_{20}$, $A_3 = A_{30}$. Подставляя эти значения в зависимость (23.10), получим:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dA_1}{d\,\Delta v_{(\Delta v=0)}}\,q &= \frac{A_{20}}{\tau_{21}}+\frac{A_{30}}{\tau_{31}}; \\ \frac{dA_2}{d\,\Delta v_{(\Delta v=0)}}\,q &= -A_{20}\left(\frac{1}{T_1^2}+\frac{1}{\tau^2}\right)+\frac{A_{30}}{\tau_{32}}; \\ \frac{dA_3}{d\,\Delta v_{(\Delta v=0)}}\,q &= -A_{30}\left(\frac{1}{T_1^3}+\frac{1}{\tau_3}\right)+\frac{A_{20}}{\tau_{23}}. \end{aligned}\right\} \qquad (26.10)$$

На рис. 5.10 представлены экспериментальные зависимости суммарной амплитуды $A_г$ обеих линий протонов гипофосфита калия от величины переменного объема Δv при расходе $q = 22{,}2$ *см³/сек*. Величины амплитуд приведены в делениях шкалы самописца спектрометра.

Кривая *1* получена при амплитуде и частоте осциллирующего магнитного поля H_1 в катушке, обеспечивающих

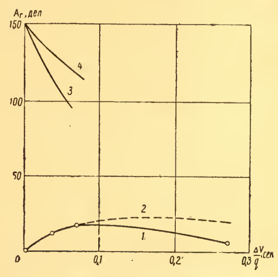


Рис. 5.10. Зависимость амплитуды протонов гипофосфита во втором датчике от величины переменного объема:

1, *2* — в первом датчике «насыщена» линия протонов гипофосфита; *1* — экспериментальная кривая; *2* — теоретическая кривая; *3* — в первом датчике «насыщена» линия протонов воды; *4* — отсутствие насыщения.

при $\Delta v = 0$ равенство нулю обеих линий протонов гипофосфита. Кривая *3* — при поле H_1, обеспечивающем при $\Delta v = 0$ равенство нулю линии протонов воды. Кривая *4* — при отсутствии условий ядерного резонанса в катушке *1*. Случай, соответствующий кривой *1* (см. рис. 5.10), описывается системой уравнений (24.10), если принять за A_1 амплитуду линии протонов воды, а через A_2 и A_3 обозначить амплитуды линий протонов гипофосфит-иона. Из этой системы видно, что по наклону кривой *1* при $\Delta v = 0$ можно определить время жизни спинов протонов гипофосфит-иона

по отношению к обмену со спинами протонов воды:

$$\tau_г = \frac{A_{г0}}{\frac{dA_г}{d\,\Delta v}\,q}, \qquad (27.10)$$

где $A_г$ — суммарная амплитуда линий протонов гипофосфит-иона; $A_{г0}$ — величина $A_г$ при $\Delta v = 0$.

Случай, соответствующий кривой *3* при тех же обозначениях, описывается системой уравнени (26.10), из которой видно, что по наклону кривой *3* можно определить время жизни спинов протонов гипофосфит-ионов:

$$\frac{1}{T_{1г}} + \frac{1}{\tau_г} = \frac{dA_г}{d\,\Delta v}\,q/A_{г0}, \qquad (28.10)$$

где $T_{1г}$ — время спин-решеточной релаксации протонов гипофосфит-иона.

Из кривой *1* (см. рис. 5.10) можно найти производную $\frac{dA_г}{d\Delta v_{(\Delta v=0)}}\,q = 400\,\frac{делений}{сек}$, а из кривой *3* — амплитуду $A_{г0} = 150$ делений. Подставив эти значения в выражение (27.10), получим

$$\tau_г = 0{,}37\ сек.$$

Найдем из кривой *3* производную $\frac{dA_г}{d\Delta v_{(\Delta v=0)}}$, $q = 114\frac{делений}{сек}$. Подставив это значение и $A_{г0} = 150$ делений в выражение (28.10), получим

$$\frac{1}{T_{1г}} + \frac{1}{\tau_г} = 7{,}6\,\frac{1}{сек},$$

откуда $T_1 = 0{,}21$ *сек*.

Это значение совпадает с величиной времени релаксации протонов воды в исследуемом растворе, измеренной независимо. Для контроля на рис. 5.10 (кривая *4*) приведена зависимость величины $A_г$ от Δv при отсутствии насыщающего поля в катушке *1*. Этот случай описывается системой уравнений (23.10), откуда видно, что если времена релаксации протонов воды и гипофосфит-ионов совпадают, то по наклону кривой *4* можно независимо от $\tau_г$ определить время релаксации протонов гипофосфит-ионов:

$$T_{1г} = \frac{A_{г0}}{\frac{dA_г}{d\,\Delta v}\,q}. \qquad (29.10)$$

Из кривой *4* $A_{г0} = 150$ делений и $\frac{dA_г}{d\,\Delta v_{(\Delta v=0)}} = 550\frac{делений}{сек}$

подставив эти значения в выражение (29.10), получаем $T_1 = 0{,}2$ *сек*.

Правильность полученных значений $\tau_г$ и $T_{1г}$ можно проверить еще одним способом. Система уравнений, описывающая изменение амплитуды линии протонов воды A_b и суммарной амплитуды линий протонов гипофосфит-ионов $A_г$, имеет следующий вид:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dA_b}{dt} &= -\left(\frac{1}{T_{1b}} + \frac{1}{T_b}\right) A_b + \frac{A_г}{\tau_г}\,; \\ \frac{dA_г}{dt} &= -\left(\frac{1}{T_{1г}} + \frac{1}{\tau_г}\right) A_г + \frac{A_b}{\tau_b}\,. \end{aligned}\right\} \qquad (30.10)$$

Решив эту систему, получаем следующую зависимость амплитуды $A_г$ от Δv:

$$A_г = e^{-\frac{\Delta v}{2q}\left(\frac{1}{T_{1г}} + \frac{1}{T_{1b}} + \frac{1}{\tau_г} + \frac{1}{\tau_b}\right)} \Bigg\{ A_{г0} \operatorname{ch} \frac{\Delta v}{q} \times$$
$$\times \sqrt{\left(\frac{1}{2T_{1г}} + \frac{1}{2\tau_г} - \frac{1}{2T_{1b}} - \frac{1}{2\tau_b}\right)^2 + \frac{1}{\tau_г \tau_b}} +$$
$$+ \frac{A_{г0}\left(\frac{1}{2T_{1г}} - \frac{1}{2T_{1b}} + \frac{1}{2\tau_г} - \frac{1}{2\tau_b}\right) + \frac{A_{b0}}{\tau_b}}{\sqrt{\left(\frac{1}{2T_{1г}} + \frac{1}{2\tau_г} - \frac{1}{2\tau_{1b}} - \frac{1}{2\tau_b}\right)^2 + \frac{1}{\tau_г \tau_b}}} \times$$
$$\times \operatorname{sh} \frac{\Delta v}{q} \sqrt{\left(\frac{1}{2T_{1г}} + \frac{1}{2\tau_г} - \frac{1}{2T_{1b}} - \frac{1}{2\tau_b}\right)^2 + \frac{1}{\tau_г \tau_b}} \Bigg\}. \qquad (31.10)$$

При условии $A_{го} = 0$, которое удовлетворяется в случае кривой *1*, выражение (31.10) имеет вид:

$$A_г = e^{-\frac{\Delta v}{2q}\left(\frac{1}{T_{1г}} + \frac{1}{T_{1b}} + \frac{1}{\tau_г} + \frac{1}{\tau_b}\right)} \times$$
$$\times \frac{A_{г0}}{\tau_г \sqrt{\left(\frac{1}{2T_{1г}} + \frac{1}{2\tau_г} - \frac{1}{T_{1b}} - \frac{1}{2\tau_b}\right)^2 + \frac{1}{\tau_г \tau_b}}} \times$$
$$\times \operatorname{sh} \frac{\Delta v}{q} \sqrt{\left(\frac{1}{2T_{1г}} + \frac{1}{2\tau_г} - \frac{1}{2T_{1b}} - \frac{1}{2\tau_b}\right)^2 + \frac{1}{\tau_г \tau_b}}. \qquad (32.10)$$

Зависимость $A_г$ от $\frac{\Delta v}{q}$, полученная из последнего выражения после подстановки $T_{1b} = T_{1г} = 0{,}21$ *сек*, $\tau_г = 0{,}37$ *сек* $\frac{A_{bo}}{\tau_b} = \frac{A_{го}}{\tau_г}$ при $A_{го} = 150$ делениями представлена кривой *2* (см. рис. 5.10). Из четырех экспериментальных точек кривой *1*

три точки прекрасно ложатся на теоретическую кривую 2 и только одна точка, полученная при $\frac{\Delta v}{q} = 0{,}27$ *сек*, лежит значительно ниже. Причина этого расхождения, по-видимому, связана с зависимостью $\tau_г$ от напряженности магнитного поля, которое в максимальном объеме Δv несколько отличалось от поля в двух меньших объемах.

Спиновый обмен между протонами гипофосфит-ионов и воды может осуществляться за счет обмена самих протонов и за счет перекрестной релаксации. Оценка скорости обмена протонов между водой и гипофосфит-ионами [188] показала, что время жизни протонов гипофосфита при этом обмене составляет более 100 *ч*, т. е. измеренная в настоящей работе скорость спинового обмена целиком определяется перекрестной релаксацией. Зная время перекрестной релаксации $\tau_г = 0{,}37$ *сек*, можно оценить коэффициент спиновой диффузии между протонами воды и гипофосфит-ионов, который определяется выражением: $D_s = \frac{d^2}{\tau_г}$, где d — расстояние между протонами воды и гипофосфит-ионами. Предположив, что d приблизительно равно расстоянию между молекулами воды ($d = 3 \cdot 10^{-8}$ *см*), получим $D_s = 2{,}6 \cdot 10^{-15}$ *см²/сек*.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

ИЗМЕНЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ ЯДЕР ПОД ДЕЙСТВИЕМ РЕЗОНАНСНОГО ВРАЩАЮЩЕГОСЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим для простоты уравнения Блоха, трансформированные по методу Вагнеса [185] в систему координат с осями x, y, z, вращающуюся с частотой ω вместе с полем H_1 вокруг оси z, по которой направлено внешнее постоянное поле H_0. Эта система имеет следующий вид:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{dM_x}{dt}+\frac{M_x}{T_{2н}}+(\omega_0-\omega)\,M_y=0;\\ &\frac{dM_y}{dt}+\frac{M_y}{T_{2н}}-(\omega_0-\omega)\,M_x+\gamma H_1 M_z=0;\\ &\frac{dM_z}{dt}+\frac{M_z}{T_{1н}}-\frac{M_0}{T_1}-\gamma H_1 M_y=0.\end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

Вектор вращающегося поля H_1 направлен по оси x.

Здесь M_x, M_y и M_z — проекции намагниченности на вращающейся оси x, y и z соответственно; $M_0=\mathrm{X}_0H_0$ — равновесная величина намагниченности в поле H_0; X_0 — статическая ядерная магнитная восприимчивость; $\omega_0=\gamma H_0$ — частота прецессии ядер в поле H_0; $T_{1н}$ — эффективное время релаксации, характеризующее уменьшение при нутации компоненты M_z намагниченности ядер; $T_{2н}$ — эффективное время релаксации, характеризующее уменьшение при нутации компонент M_x и M_y намагниченности ядер; T_1 — естественное время релаксации, характеризующее рост компоненты M_z намагниченности ядер.

Найдем выражения для проекции намагниченности при условии точной настройки на резонанс ($\omega=\omega_0$) по общему правилу решения систем дифференциальных уравнений.

Первое уравнение системы

$$\frac{dM_x}{dt}+\frac{M_x}{T_{2н}}=0 \qquad (2)$$

дает $M=Ce^{-\frac{t}{T_{2н}}}$. Так как в начальный момент намагниченность ядер направлена по z, то при $\omega=\omega_0$

$$M_z=0,$$

Для нахождения M_y и M_z необходимо решить систему

$$\left.\begin{aligned} &\frac{dM_y}{dt} + \frac{M_y}{T_{2н}} + \gamma H_1 M_z = 0; \\ &\frac{dM_z}{dt} + \frac{M_z}{T_{1н}} - \frac{M_0}{T_1} - \gamma H_1 M_y = 0. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Это неоднородная система линейных дифференциальных уравнений 1-го порядка. Решение равно сумме общего решения соответствующей однородной системы и частного решения неоднородной системы.

Найдем общее решение однородной системы

$$\left.\begin{aligned} &\frac{dM_y}{dt} = -\frac{M_y}{T_{2н}} - \gamma H_1 M_z; \\ &\frac{dM_z}{dt} = +\gamma H_1 M_y - \frac{M_z}{T_{1н}}. \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Оно будет в виде

$$\left.\begin{aligned} &M_y = A_1 e^{r_1 t} + A_2 e^{r_2 t}; \\ &M_z = B_1 e^{r_1 t} + B_2 e^{r_2 t}. \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Характеристическое уравнение для системы (4) имеет вид

$$\begin{vmatrix} -\frac{1}{T_{2н}} - r & -\gamma H_1 \\ +\gamma H_1 & -\frac{1}{T_{1н}} - r \end{vmatrix} = 0 \quad (6)$$

или после раскрытия определителя

$$r^2 + \left(\frac{1}{T_{1н}} + \frac{1}{T_{2н}}\right) r + \gamma^2 H_1^2 + \frac{1}{T_{1н} T_{2н}} = 0. \quad (7)$$

Решив уравнение (7), получим

$$r_{1,2} = -\frac{1}{2T_{1н}} - \frac{1}{2T_{2н}} + \sqrt{\left(\frac{1}{2T_{2н}} - \frac{1}{2T_{1н}}\right) - \gamma^2 H_1^2}. \quad (8)$$

Величины коэффициентов A и B можно найти из системы

$$\left.\begin{aligned} &\left(\frac{1}{T_{2н}} + r_{1,2}\right) A_{1,2} + \gamma H_1 B_{1,2} = 0; \\ &-\gamma H_1 A_{1,2} + \left(\frac{1}{T_{1н}} + r_{1,2}\right) B_{1,2} = 0. \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

Так как определитель этой системы равен нулю, то из нее можно найти лишь отношение коэффициентов A и B. Они равны отношению адъюнктов соответствующих членов любой строки.

Воспользуемся адъюнктами второй строки, при этом

$$\left.\begin{aligned} \frac{A_1}{B_1} &= \frac{\gamma H_1}{\dfrac{1}{T_{2н}} + r_1}; \\ \frac{A_2}{B_2} &= -\frac{\gamma H_1}{\dfrac{1}{T_{2н}} + r_2}. \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

Откуда

$$\left.\begin{aligned} A_1 &= C_1\gamma H_1; \quad B_1 = -C_1\left(\frac{1}{T_{2н}} + r_1\right); \\ A_2 &= C_2\gamma H_1; \quad B_2 = -C_2\left(\frac{1}{T_{2н}} + r_2\right). \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

Подставив эти значения в выражение (5), получим общее решение системы

$$\left.\begin{aligned} M_y &= \gamma H_1 (C_1 e^{r_1 t} + C_2 e^{r_2 t}); \\ M_z &= -C_1\left(\frac{1}{T_{2н}} + r_1\right) e^{r_1 t} - C_2\left(\frac{1}{T_{2н}} + r_2\right) e^{r_2 t}. \end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

Чтобы найти частное решение неоднородной системы, используем метод вариации произвольных постоянных. Положим $C_1 = C_1(t)$ и $C_2 = C_2(t)$. После подстановки решений (12) в неоднородную систему (3), получим систему дифференциальных уравнений для величин C

$$\left.\begin{aligned} \frac{dC_1}{dt} e^{r_1 t} + \frac{dC_2}{dt} e^{r_2 t} &= 0; \\ -\frac{dC_1}{dt}\left(\frac{1}{T_{2н}} + r_1\right) e^{r_1 t} - \frac{dC_2}{dt}\left(\frac{1}{T_{2н}} + r_2\right) &= \frac{M_0}{T_1}. \end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

Решив эту систему алгебраически, получим выражение для производных C

$$\left.\begin{aligned} -\frac{dC_1}{dt} &= \frac{M_0 e^{-r_1 t}}{T_1 (r_2 - r_1)}; \\ \frac{dC_2}{dt} &= \frac{M_0 e^{-r_2 t}}{T_1 (r_1 - r_2)}. \end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

Произведя интегрирование, получим выражение для C (так как находится частное решение, то произвольные постоянные можно принять равными нулю)

$$\left.\begin{aligned} C_1(t) &= \frac{M_0 e^{-r_1 t}}{T_1 r_1 (r_1 - r_2)}; \\ C_2(t) &= \frac{M_0 e^{-r_2 t}}{T_1 r_2 (r_2 - r_1)}. \end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

Подставив эти значения в выражение (12), получим искомое частное решение, которое после подстановки r_1 и r_2 из формулы (8) имеет вид

$$\left.\begin{aligned} M_y &= -M_0 Z \gamma H_1 T_{2\text{н}} T_{1\text{н}} \frac{1}{T_1}; \\ M_z &= \frac{M_0 Z T_{1\text{н}}}{T_1}; \\ Z &= \frac{1}{1+\gamma^2 H_1^2 T_{1\text{н}} T_{2\text{н}}}. \end{aligned}\right\} \quad (16)$$

Напишем общее решение неоднородного уравнения

$$\left.\begin{aligned} M_y &= C_1 \gamma H_1 e^{r_1 t} + C_2 \gamma H_1 e^{r_2 t} - M_0 Z \gamma H_1 \frac{T_{1\text{н}}}{T_1} T_{2\text{н}}; \\ M_z &= -C_1\left(\frac{1}{T_{2\text{н}}}+r_1\right) e^{r_1 t} - C_2\left(\frac{1}{T_{2\text{н}}}+r_2\right) e^{r_2 t} + M_0 Z \frac{T_{1\text{н}}}{T_1}. \end{aligned}\right\} \quad (17)$$

Из начальных условий при $t=0$

$$\left.\begin{aligned} M_{y(t=0)} &= 0 = C_1 \gamma H_1 + C_2 \gamma H_1 - M_0 Z \gamma H_1 \frac{T_{1\text{н}} T_{2\text{н}}}{T_1}; \\ M_{z(t=0)} &= M_\text{п} = -C_1\left(\frac{1}{T_{2\text{н}}}+r_1\right) - C_2\left(\frac{1}{T_{2\text{н}}}+r_2\right) + M_0 Z \frac{T_{1\text{н}}}{T_1}. \end{aligned}\right\} \quad (18)$$

Найдем C_1 и C_2:

$$\left.\begin{aligned} C_1 &= \frac{M_\text{п} + M_0 Z T_{2\text{н}} r_2 \dfrac{T_{2\text{н}}}{T_1}}{r_2 - r_1}; \\ C_2 &= \frac{M_\text{п} + M_0 Z T_{2\text{н}} r_1 \dfrac{T_{1\text{н}}}{T_1}}{r_1 - r_2}. \end{aligned}\right\} \quad (19$$

Подставив эти значения в систему (17), получим окончательные выражения для M_y и M_z

$$M_y = -\frac{M_\text{п} \gamma H_1}{r_1 - r_2}\left(e^{r_1 t} - e^{r_2 t}\right) - M_0 Z \gamma H_1 T_{2\text{н}} \frac{T_{1\text{н}}}{T_1} \times \left(1 + \frac{r_2 e^{r_1 t} - r_1 e^{r_2 t}}{r_1 - r_2}\right); \quad (20)$$

$$M_z = \frac{M_\text{п}}{r_1 - r_2}\left[\left(\frac{1}{T_{2\text{н}}}+r_1\right) e^{r_1 t} - \left(\frac{1}{T_{2\text{н}}}+r_2\right) e^{r_2 t}\right] + \frac{M_0 Z}{r_1 - r_2}\left(r_2 e^{r_1 t} - r_1 e^{r_2 t}\right) \frac{T_{1\text{н}}}{T_1} + \frac{M_0 Z T_{2\text{н}} r_1 r_2}{r_1 - r_2}\left(e^{r_1 t} - e^{r_2 t}\right) \frac{T_{1\text{н}}}{T_1} + M_0 Z \frac{T_{1\text{н}}}{T_1}, \quad (21)$$

где

$$\frac{r_1-r_2}{2}b=\sqrt{\left(\frac{1}{2T_{2н}}-\frac{1}{2T_{1н}}\right)^2-\gamma^2H_1^2}.$$

Подставим в зависимость (21) r_1 и r_2 из выражения (8)

$$M_z=\left\{\left(M_п-M_0Z\,\frac{T_{1н}}{T_1}\right)\left[\frac{e^{bt}-e^{-bt}}{2}+\frac{(e^{bt}-e^{-bt})(T_{1н}-T_{2н})}{4bT_{1н}T_{2н}}\right]+\right.$$

$$\left.+\frac{M_0(1-Z)(e^{bt}-e^{-bt})}{2bT_1}\right\}e^{-\frac{t}{2}\left(\frac{1}{T_{1н}}+\frac{1}{T_{2н}}\right)}+M_0Z\,\frac{T_{1н}}{T_1}. \quad (22)$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

СВЯЗЬ АМПЛИТУДЫ СИГНАЛА ЯДЕРНОГО РЕЗОНАНСА С НАМАГНИЧЕННОСТЬЮ ЯДЕР В ОБЪЕМЕ ДАТЧИКА

Влияние, оказываемое резонирующими ядрами на контур датчика, можно свести к появлению комплексной динамической магнитной восприимчивости

$$X=X'-iX''. \quad (1)$$

Осциллирующее магнитное поле H, направленное вдоль оси катушки контура, эквивалентно двум вращающимся в противоположных направлениях полям половинной амплитуды

$$H=2H_1\cos\omega t=H_1(e^{i\omega t}+e^{-i\omega t}). \quad (2)$$

Взаимодействие комплексной магнитной восприимчивости с одной из вращающихся компонент осциллирующего поля вызывает появление составляющей вектора намагничения ядер, поперечной внешнему полю,

$$M_\perp=XHe^{\pm i\omega_0 t}. \quad (3)$$

(Знак плюс или минус зависит от знака гиромагнитного отношения ядер.) Подставив в выражение (3) X из зависимости (1), получим

$$M_\perp=2X'H_1e^{\pm i\omega_0 t}-2X''H_1e^{\pm i\left(\omega_0 t+\frac{\pi}{2}\right)}. \quad (4)$$

Обозначим амплитуду составляющей $M_\perp$, вращающейся в фазе с компонентой осциллирующего поля, через M_x, а вращающейся в квадратуре с ней — через M_y, тогда из выражения (4) можно заключить, что

$$X'=\frac{M_x}{2H_1}; \quad (5)$$

$$X''=-\frac{M_y}{2H_1}. \quad (6)$$

Катушка датчика ядерного резонанса включена в параллельный резонансный контур. Полное сопротивление этого контура равно

$$z=\frac{z_L z_C}{z_L+z_C}, \tag{7}$$

где z_L и z_C — индуктивное и емкостное сопротивления контура.

Если пренебречь активным сопротивлением емкости, то

$$z_L=r+\mathrm{i}\omega L_0; \tag{8}$$

$$z_C=-\frac{\mathrm{i}}{\omega C}, \tag{9}$$

где r — активное сопротивление катушки датчика; L_0 — ее индуктивность в отсутствие резонирующих ядер. Появление в рабочем объеме датчика динамической магнитной восприимчивости X меняет индуктивность контура

$$L=L_0(1+4\pi\eta \mathrm{X}), \tag{10}$$

где η — коэффициент заполнения катушки. При этом сопротивление индуктивной ветви контура меняется на величину

$$\Delta z_L=\mathrm{i}\omega L_0 4\pi\eta \mathrm{X}. \tag{11}$$

Найдем изменение полного сопротивления контура

$$\Delta z=\frac{\partial z}{\partial z_L}\Delta z_L. \tag{12}$$

Из выражения (7)

$$\frac{\partial z}{\partial z_L}=\frac{z_C^2}{(z_L+z_C)^2}. \tag{13}$$

Подставив в формулу (13) выражения (8) и (9), получим

$$\frac{\partial z}{\partial z_L}=\frac{\frac{1}{\omega^2 C^2}}{\left(r+\mathrm{i}\omega L_0-\frac{\mathrm{i}}{\omega C}\right)^2}. \tag{14}$$

При настройке контура в резонанс с частотой прецессии ядер

$$\frac{\partial z}{\partial z_L}=-\frac{1}{\omega_0^2 C^2 r^2}, \tag{15}$$

где

$$\omega_0=\frac{1}{\sqrt{L_0 C}}.$$

Подставив в выражение (12) значения из (15) и (11), получим

$$\Delta z=-4\pi\eta Q^2\omega_0 L_0(\mathrm{X}''+\mathrm{i}\mathrm{X}'), \tag{16}$$

где $Q=\frac{\omega_0 L_0}{r}$ — добротность контура.

Если колебания в контуре возбуждаются генератором с постоянным током I, то изменение напряжения на контуре при резонансе, т. е. амплитуда сигнала

$$A = I\,\Delta z. \tag{17}$$

Подставив Δz из выражения (16), получим

$$A = -4\pi\eta Q^2 \omega_0 L_0 I\,(\mathrm{X}'' + \mathrm{i}\mathrm{X}'). \tag{18}$$

По определению индуктивности

$$L_0 I Q = 2H_1 NS, \tag{19}$$

где N — число витков катушки; S — площадь витка.

Подставив L_0 из определения (19) в выражение (18), получим

$$A = -8\pi\eta NSQ\omega_0 H_1\,(\mathrm{X}'' + \mathrm{i}\mathrm{X}'). \tag{20}$$

Из выражения (20) следует, что амплитуда сигнала в фазе с током (абсорбция)

$$A_{\text{а}} = -8\pi\eta NSQ\omega_0 H_1 \mathrm{X}'', \tag{21}$$

а амплитуда сигнала в квадратуре с током (дисперсия)

$$A_{\text{д}} = -8\pi\eta NSQ\omega_0 H_1 \mathrm{X}'. \tag{22}$$

Подставив значение X'' из выражения (6) в формулу (21), получим зависимость амплитуды сигнала абсорбции от намагниченности ядер в датчике

$$A_{\text{а}} = 4\pi\eta QNS\omega_0 M_y. \tag{23}$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ СИГНАЛА АБСОРБЦИИ ОТ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОЛЯ В ОБЪЕМЕ ПРОТОЧНОГО ДАТЧИКА

Как показано в § 3.2, неоднородность поля в датчике, направленная поперек течения жидкости, вызывает расфазировку прецессирующих магнитных моментов, делая $T_{2\text{н}} \approx \dfrac{2}{\gamma\,\Delta H_\perp} \ll T_{1\text{н}}$. Обозначим $\dfrac{v_a}{2qT_{2\text{н}}} = \dfrac{v_a}{4q}\,\gamma\,\Delta H_\perp = a$; $\dfrac{v_a}{q}\,\gamma H_1 = \theta$.

При $Z \ll 1$ и $\dfrac{v_a}{qT_1} \ll 1$ выражение (5.3) для амплитуды сигнала имеет вид:

если $\theta \geqslant a$, то

$$A = \frac{A_{\text{м}}}{\theta}\left[1 - \mathrm{e}^{-a}\left(\cos\sqrt{\theta^2 - a^2} + \frac{\sin\sqrt{\theta^2 - a^2}}{\sqrt{\dfrac{\theta^2}{a^2} - 1}}\right)\right]; \tag{1}$$

при $\theta \leqslant a$ поперечная неоднородность поля в датчике ($\Delta H_\perp$) больше ширины линии ядерного резонанса ($4H_1$), и в эффекте резонанса участвует одновременно лишь часть сечения рабочего объема, поэтому

в выражение для амплнтуды необходимо ввести множитель $\frac{4H_1}{\Delta H_\perp}=\frac{\theta}{a}$.

Таким образом, при $\theta \leqslant a$

$$A=\frac{A_м}{a}\left[1-e^{-a}\left(\frac{e^{a\sqrt{1-\frac{\theta^2}{a^2}}}+e^{-a\sqrt{1-\frac{\theta^2}{a^2}}}}{2}+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\frac{e^{a\sqrt{1-\frac{\theta^2}{a^2}}}-e^{-a\sqrt{1-\frac{\theta^2}{a^2}}}}{2\sqrt{1-\frac{\theta^2}{a^2}}}\right)\right]. \quad (2)$$

а) $a \gg 1$.

Из выражения (1) следует, что при $\theta \geqslant a$ максимальная амплитуда $A_{макс}=\frac{A_м}{2}[1-e^{-a}(1+a)]$ соответствует $\theta=a$.

В выражении (2) при $a \gg 1$ и $\theta=a$ можно пренебречь экспонентами с отрицательными показателями, при этом

$$A=\frac{A_м}{a}\left[1-\frac{e^{a\left(\sqrt{1-\frac{\theta^2}{a^2}}-1\right)}}{2}\left(1+\frac{1}{\sqrt{1-\frac{\theta^2}{a^2}}}\right)\right]. \quad (3)$$

Если $\theta < 0{,}7\,a$, то, прнменив разложення

$$\sqrt{1-\frac{\theta^2}{a^2}}=1-\frac{\theta^2}{2a^2} \text{ и } \frac{1}{\sqrt{1-\frac{\theta^2}{a^2}}}=1+\frac{\theta^2}{2a^2},$$

вместо выраження (3) получим

$$A=\frac{A_м}{a}\left[1-e^{-\frac{\theta^2}{2a^2}}\left(1+\frac{\theta^2}{4a^2}\right)\right]. \quad (4)$$

Из этого выражения следует, что максимальная амплитуда

$$A_{макс}=\frac{A_м}{a} \quad (5)$$

при

$$\frac{\theta^2}{2a^2}>5. \quad (6)$$

В рассуждениях сделано одно необоснованное допущение: $Z \ll 1$ или $\gamma^2 H_1^2 T_{1н} T_{2н} \gg 1$. Это эквивалентно условию

$$\frac{\theta^2}{a^2}\cdot\frac{T_{1н}}{T_{2н}} \gg 1. \quad (7)$$

Оптимальная амплитуда генерации, согласно выражению (6), соответствует $\frac{\theta^2}{a^2} > 10$. Подставив это значение в условие (7), получим $\frac{10\,T_{1н}}{T_{2н}} \gg 1$. Так как $T_{1н} \gg T_{2н}$, то это условие выполняется.

Таким образом, при $\frac{v_a}{q}\gamma\,\Delta H_{\perp} \gg 1$ максимальная амплитуда сигнала

$$A_{макс} = \frac{A_м}{\frac{v_a\gamma\,\Delta H_{\perp}}{4q}}. \tag{8}$$

б) $a \ll 1$.

При $\theta \gg a$ из выражения (1) получим $A = \frac{A_м}{\theta}(1 - \cos\theta)$. Откуда $A_{макс} = 0{,}7\,A_м$.

При $\theta < a$ из условия (2), использовав разложения $e^x = 1 + x$ и $\frac{1}{\sqrt{1-x^2}} = 1 + \frac{x^2}{2}$ $|\,x < 0{,}7\,|$, получим

$$A = \frac{A_м}{a}\left\{1 - (1-a)\left(\left[1 + a\left(1 - \frac{\theta^2}{2a^2}\right)\right]\left(1 + \frac{\theta^2}{4a^2}\right) - \right.\right.$$
$$\left.\left. - \left[1 - a\left(1 - \frac{\theta^2}{2a^2}\right)\right]\frac{\theta^2}{4a^2}\right)\right\} \tag{9}$$

или

$$A = a + \frac{\theta^4}{4a^4}(1 - a).$$

Из этого выражения видно, что при $\theta < 0{,}7\,A$ растет с увеличением θ. При $\theta = a$ из выражения (1) имеем

$$A = \frac{A_м}{a}\left[1 - e^{-a}(1 + a)\right]. \tag{10}$$

Подставив $e^{-a} = 1 - a$, получим $A = A_м a$, т. е. в случае $\theta < a$ $A \ll A_м$.

Таким образом, если $\frac{v_a\gamma\,\Delta H_{\perp}}{4q} \ll 1$, максимальная амплитуда сигнала $A_{макс} = 0{,}7\,A_м$ при $\theta_{опт} = 2{,}33$.

в) $a = 1$.

В этом случае выражения (1) и (2) исследованы численно. Полученная зависимость $A_{макс}$ и $\theta_{опт}$ от a представлена в табл. 1. II.

Таблица 1.11

$a=\frac{v_a\gamma\Delta H_\perp}{4q}$	0,5	1	2	3	10	0,1
$\frac{A_{макс}}{A_М}$	0,55	0,45	0,33	0,26	0,1	0,7
$\theta_{опт}=\frac{v_a}{q}\gamma H_{1опт}$	2,5	2,5	3	3	8	2,33

Из результатов видно, что с ошибкой менее 10% можно представить при $\frac{v_a\gamma\,\Delta H_\perp}{4q}>1$ амплитуду сигнала

$$A_{макс}=\frac{A_М}{\frac{v_a\gamma\,\Delta H_\perp}{4q}+1}\,. \tag{11}$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

ИЗМЕНЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ ЯДЕР ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ С ЧАСТОТОЙ, ОТЛИЧНОЙ ОТ ЧАСТОТЫ ПРЕЦЕССИИ ЯДЕР

Чтобы найти выражение для проекции намагниченности при условиях, отличных от резонансных, необходимо решить систему уравнений Блоха при $\omega\neq\omega_0$. После подстановки $\omega_0-\omega=\Delta\omega$, при условии $H_0\ll H_п$ эта система имеет вид:

$$\left.\begin{aligned}\frac{dM_x}{dt}&=-\frac{M_x}{T_{2н}}-\Delta\omega M_y;\\ \frac{dM_y}{dt}&=-\frac{M_y}{T_{2н}}+\Delta\omega M_x-\gamma H_1M_z;\\ \frac{dM_z}{dt}&=\gamma H_1M_y-\frac{M_z}{T_{1н}}.\end{aligned}\right\} \tag{1}$$

Найдем результат по общему правилу решения линейных систем уравнений. Определитель характеристического уравнения будет

$$\begin{vmatrix}-\frac{1}{T_{2н}}-r & -\Delta\omega & 0\\ \Delta\omega & -\frac{1}{T_{2н}}-r & -\gamma H_1\\ 0 & \gamma H_1 & -\frac{1}{T_{1н}}-r\end{vmatrix} \tag{2}$$

Характеристическое уравнение имеет вид

$$\left(\frac{1}{T_{2н}}+r\right)^2\left(\frac{1}{T_{1н}}+r\right)-\gamma^2H_1^2\left(\frac{1}{T_{2н}}+r\right)-$$
$$-\Delta\omega^2\left(\frac{1}{T_{1н}}+r\right)=0. \qquad (3)$$

Для простоты примем $T_{1н}=T_{2н}=T$. Это справедливо при малой поперечной неоднородности поля. Корни характеристического уравнения будут следующие:

$$\left.\begin{aligned} r_1 &= -\frac{1}{T}\,; \\ r_{2,\,3} &= -\frac{1}{T}\pm i\sqrt{\gamma^2H_1^2+\Delta\omega^2}. \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

Дальнейшая последовательность действий аналогична приведенной в приложении 2. После решения определителя, чтобы найти коэффициенты и определить произвольные постоянные из начальных условий, получим выражение для проекции намагниченности при наличии расстройки частоты от точного резонанса

$$M_x=M_{п}e^{-\frac{t}{T}}\frac{\Delta\omega}{\gamma H_1\left(\frac{\Delta\omega^2}{\gamma^2H_1^2}+1\right)}\left[1\cos t\sqrt{\gamma^2H_1^2+\Delta\omega^2}\right]; \qquad (5)$$

$$M_y=\frac{M_{п}e^{-\frac{t}{T}}}{\sqrt{\frac{\Delta\omega^2}{\gamma^2H_1^2}+1}}\sin t\sqrt{\gamma^2H_1^2+\Delta\omega^2}; \qquad (6)$$

$$M_z=M_{п}e^{-\frac{t}{T}}\left[1-\frac{1-\cos t\sqrt{\gamma^2H_1^2+\Delta\omega^2}}{\frac{\Delta\omega^2}{\gamma^2H_1^2}+1}\right]. \qquad (7)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Suryan G. Proc. Indian. Acad. Sci., **A33**, 107 (1951).
2. Denis P. M., Bene G. J., Exterman R. C. Arch. sci., **5**, 32 (1952).
3. Bloom A. L., Shoolery J. N. Phys. Rev., **90**, 358 (1953).
4. Sherman C. Phys. Rev., **93**, 1429 (1954).
5. Sherman C. Rev. Scient. Instrum., **30**, 568 (1959).
6. Gaussen A. Z. Z. Naturforsch., **a10**, 54 (1955).
7. Mitchell A. M., Phyllips G. Brit. J. Appl. Phys., 7, 67 (1956).
8. Hrynkiewicz A. Z., Waluga T. Acta phys. polon., 16, 5, 381 (1957).
9. Antonowicz K. Bull. Acad. polon. sci. Cl. III, **5**, No. 11 (1957).
10. Antonowicz K. Bull. Acad. polon. sci. Cl. III, **5**, No. 8 (1957).
11. Жерновой А. И., Егоров Ю. С., Латышев Г. Д. «Прнборы н технnка экспернмента», № 5, 73 (1958).
12. Жерновой А. И., Егоров Ю. С., Латышев Г. Д. «Инж.-физ. ж.», 1, 95 (1958).
13. Скрнпов Ф. И. «Докл. АН СССР», **121**, 998 (1958).
14. Жерновой А. И., Латышев Г. Д. «Вестн. АН КазССР», № 5 (1960).
15. Benoit H., Ottavi H. Compt. rend., **249**, 83 (1959).
16. Benoit H., Ottavi H. Compt. rend., **250**, 2708 (1960).
17. Екатериннн В. В., Жерновой А. И., Яковлев Г. И. «Изв. АН КазССР», **6** (1963).
18. Жерновой А. И., Егоров Ю. С., Латышев Г. Д. «Приборы и технnка экспернмента», № 5, 71 (1958).
19. Жерновой А. И., Егоров Ю. С., Латышев Г. Д. «Инж.-физ. ж»., 1, № 9, 123 (1958).
20. Жерновой А. И., Егоров Ю. С., Латышев Г. Д. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», **22**, № 8 (1958).
21. Wilking S. Z. Phys., **157**, 384 (1959).
22. Benoit H., Grivet P., Cuibe L. Compt. rend., **246**, 3609 (1958).
23. Benoit H. et al. J. phys. et radium, **19**, 905 (1958).
24. Benoit H., Grivet P., Ottavi H. Compt. rend., **247**, 1985 (1958).
25. Benoit H., Grivet P., Ottavi H. Compt. rend., **248**, 220 (1959).

26. Жерновой А. И. «Геофизическое приборостроение», № 6, 66 (1960).
27. Hennequin J. Compt. rend., **250**, 2711 (1960).
28. Benoit H., Ottavi H. Compt. rend., **249**, 73 (1959).
29. Benoit H., Hennequin J. Compt. rend., **248**, 1591 (1959).
30. Fric C. Compt. rend., **249**, 80 (1959).
31. Benoit H., Fric C. Compt. rend., **249**, 537 (1959).
32. Fric C. Compt. rend., **250**, 2353 (1960).
33. Benoit H. J. phys. et radium, **21**, 212 (1960).
34. Жерновой А. И. «Геофизическое приборостроение», № 6, 59 (1960).
35. Жерновой А. И. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 12 (1961).
36. Жерновой А. И. Авторское свид. № 131517 с приоритетом, 4. II. 1959.
37. Жерновой А. И. Авторское свид. № 125906 с приоритетом, 18.V.1959.
38. Жерновой А. И. Авторское свид. № 143567, с приоритетом 24.II.1959.
39. Жерновой А. И. «Приборостроение», № 6 (1960).
40. Singer J. R. Elektronics, 33 No. 14, 71 (1960).
41. Singer J. R. J. Appl. Phys., **31**, 125 (1960).
42. Singer J. R. Science, **130**, 1652 (1959).
43. Hrynkiewicz A. Z. Acta phys. polon., **17**, No. 5, 353 (1958).
44. Жерновой А. И. Авторское свид. № 128663 с приоритетом, 28.IX.1958.
45. Жерновой А. И. «Инж.-физ. ж.», **4**, 91 (1961).
46. Жерновой А. И., Латышев Г. Д. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», **22**, 993 (1958).
47. Жерновой А. И. «Инж.-физ. ж.», **5**, 64 (1962).
48. Жерновой А. И. Авторское свид. № 133262, 13.II.1959.
49. Ottavi H. Arch. sci., **14**, fasc. spec., 360 (1961).
50. Ramsey N. F., Pound R. V. Phys. Rev., **87**, 278 (1951).
51. Overhauser A. W. Phys. Rev., **91**, 476 (1953).
52. Overhauser A. W. Phys. Rev., **92**, 411 (1953).
53. Abragam A. Phys. Rev., 98, 1729 (1955).
54. Abragam A., Proctor W. C. Compt. rend., **246**, 2253 (1953).
55. Garver T. R., Slichter C. P. Phys. Rev., **102**, 975 (1956).
56. Bennett L. H., Torry H. C. Phys. Rev., **108**, 499 (1957).
57. Abragam A., Cambrisson I., Solomon I. Compt. rend., **245**, 157 (1957).
58. Bennet M., Servor-Garvin M. Arch. sci., **13**, fasc. spec., 629 (1961).
59. Жерновой А. И., Латышев Г. Д., Сергеев А. Г. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 69 (1957).
60. Жерновой А. И., Латышев Г. Д. «Вестн. АН КазССР», № 5, 74 (1959).
61. Скрипов Ф. И. «Материалы совещаний по парамагнитному резонансу». Казань, 1960.
62. Жерновой А. И., Рухин А. Б., Стахов В. В. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», XXVII 7, 947 (1963).
63. Purcell E. M., Pound R. V. Phys. Rev., **81**, 278 (1951).

64. Packard M., Varian R. Phys. Rev., 93, 941 (1954).
65. Hrynkiewicz A. Z., Waluga T., Zapalski G. Acta phys. polon., 17, No. 1, 71 (1958).
66. Hrynkiewicz A. Z., Waluga T., Zapalski G. Arch. Sci., 2, fasc. spec., 190 (1958).
67. Жерновой А. И., Латышев Г. Д. «Вестн. АН КазССР» № 10 (1963).
68. Hahn E. L. Phys. Rev., 77, 297 (1950).
69. Hahn E. L. Phys. Rev., 80, 580 (1950).
70. Das T. P., Saha A. K. Phys. Rev., 93, 749 (1954).
71. Hahn E. L. Phys. Today, 6, No. 11, 4 (1953).
72. Torrey H. C. Phys. Rev., 76, 1059 (1949).
73. Torrey H. C. Phys. Rev., 85, 365 (1952).
74. Bloch F., Siegert A. Phys. Rev., 57, 522 (1940).
75. Wilking S. Z. Phys., 157, 401 (1959).
76. Bloch F. Phys. Rev., 70, 460 (1946).
77. Bloch F., Hansen W. W., Packard M. K. Phys. Rev., 70, 474 (1946).
78. Powles G. Proc. Phys. Soc., 71, 497 (1958).
79. Гвоздовер С. Д., Магазаник А. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 20, 705 (1950).
80. Drain L. E. Proc. Phys. Soc., A62, 301 (1949).
81. Benoit H. Ann. phys., 4, 1439 (1959).
82. Fric C. Ann. phys., 5, 1501 (1960).
83. Hennequin J. Ann. phys., 6, 946 (1961).
84. Hirckel L., Libelo L. J. Appl. Phys., 32, No. 3, 1401 (1961).
85. Hirshel L., Libelo L. J. Appl. Phys., 33, No. 5, 1895 (1962).
86. Herms W. Ann der phys., 8, 280 (1961).
87. Егоров Ю. С., Латышев Г. Д. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 80 (1956).
88. Packard M. E. Rev. Scient. Instrum., 19, 435 (1950).
89. Levinthal E. C. Phys. Rev., 78, 204 (1950).
90. Proctor W. G. Phys. Rev., 79, 35 (1950).
91. Weaver H. E. Phys. Rev., 89, 923 (1953).
92. Blombergen N., Pound R. V. Phys. Rev., 95, No. 1, 8 (1954).
93. Владимирский К. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 33, 352 (1957).
94. Gordonh Z. P., Zeiger J., Townes C. H. Phys. Rev. 99, 1265 (1955).
95. Bloch F., Siegert A. Phys. Rev., 93, 1241 (1954).
96. Anderson. Phys. Rev., 102, 151 (1956).
97. Seiden. Compt. rend., 240, 2228 (1955).
98. Hopkins N. I. Rev. Scient. Instrum., 20, 401 (1949).
99. Pound R. V., Knight W. D. Rev. Scient. Instrum., 21, 219 (1950).
100. Pound R. V., Knight W. D. Rev. Scient. Instrum., 21, 942 (1950).
101. Knoebel H. W., Hahn E. L. Rev. Scient. Instrum., 22, 904 (1951).
102. Laroche A. Nature, No. 3244, 320 (1955).
103. Ягола Г. К. и др. «Измерит. техника», 6, 9 (1955).

104. Леонтьев Н. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.» 28, 1, 77, (1955).
105. Денисов Ю. Н. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 67 (1958).
106. Герцигер Л. Н. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 33 (1959).
107. Денисов Ю. Н. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 96 (1959).
108. Packard M. E. Rev. Scient. Instrum., 19, 435 (1948).
109. Thomas H. A., Driscoll R. L., Hipple J. A. J. Res. Nat. Bur. Standards, 44, 569 (1950).
110. Thomas H. A. Electronics, 24, 114 (1952).
111. Lindström G. Arkiv fys., 4, 9151 (1952).
112. Шпигель И. С., Райзер М. Д., Маэ Э. А. «Радиотехника и электротехника», 1, 1515 (1956).
113. Егоров Ю. С., Латышев Г. Д., Трулев Ю. Н. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 41 (1957).
114. Winter I. et al. Arch. sci., 7, 23 (1954).
115. Winter I. et al. Compt. rend., 239, 803 (1954).
116. Brown R. M., Purcell E. M. Phys. Rev., 75, 1262 (1949).
117. Brown R. M. Phys. Rev., 78, 530 (1950).
118. Manus C. et al. Helv. phys. acta, 28, No. 7, 617 (1955).
119. Cagnac B. Helv. phys. acta, 28, No. 7, 626 (1955).
120. Packard M., Varyan R. Bull. Amer. Phys. Soc., 28, No. 7 (1953).
121. Collerman F. Phys. Rev., 93, 941 (1954).
122. Мельников А. В. и др. «Ж. техн. физ.», 28, 900 (1958).
123. Амосов А. П., Ротштейн А. Я., Цирель В. С. «Геофизическое приборостроение», № 6, 33 (1960).
124. Packard M. E. Rev. Scient. Instrum., 19, 435 (1948).
125. Thomas H. A., Driscoll R. L., Hipple J. A. J. Res. Nat. Bur. Standards, 44, 569 (1950).
126. Thomas H. A. Electronics, 25, 114 (1952).
127. Морозов А. А., Мельников А. В., Скрипов Ф. И. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 23, 1141 (1958).
128. Егоров Ю. С. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 23, № 2, 244 (1958).
129. Иноземцев К. В., Латышев Г. Д. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 13, 453 (1949).
130. Symonds J. L. Rept. Progr. Phys., 18, 83 (1955).
131. Cole R. H. Rev. Scient. Instrum., 9, 215 (1938).
132. Канахович Ю. Я., Латышев Г. Д., Цимбалин В. В. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 13, 456 (1949).
133. Thomas H. A., Driscoll R. L., Hipple J. A. J. Res. Nat. Bur. Standards, 44, 569 (1950).
134. Chang W. J., Rosenblum S. Rev. Scient. Instrum., 15, 75 (1946).
135. Lauritsen C. C. Rev. Scient. Instrum., 19, 916 (1948).
136. Birebent R. Compt. rend., 240, 1064 (1955).
137. Birebent B. Compt. rend., 241, 368 (1955).
138. Cress E. C. Rev. Scient. Instrum., 18, 77 (1947).
139. Adams C. D., Dussel R. W., Towslery P. E. Rev. Scient. Instrum., 21, 69 (1950).

140. Перегуд П. Б. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 64 (1957).
141. Meek J. H., Hector F. S. Canad. J. Phys., 33, 364 (1955).
142. Rose D. C., Bloom J. N. Canad. J. Res., A28, 153 (1950).
143. Перегуд П. Б. «Приборы и техника эксперимента», № 5 (1958).
144. Ковригин О. Д., Латышев Г. Д. «Инж.-физ. ж.», № 11, 92 (1958).
145. Pearson G. L. Rev. Scient. Instrum., 19, 263 (1948).
146. Versois P. L. Nature, No. 3247, 434 (1955).
147. Mason W. R., Newitt W. H., Wick R. F. J. Appl. Phys., 24, 166 (1953).
148. Соминский М. С. «Вестн. АН СССР», 27, 48 (1957).
149. Василевская Д. П., Денисов Ю. Н. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 144 (1959).
150. Воейков Д. Д. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 100 (1959).
151. Сус А. Н., Богданов Н. Н. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 117 (1959).
152. Регель А. Р. Полупроводниковые измерители напряженности магнитного поля. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1956.
153. Чирков А. К. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 36 (1957).
154. Garstens M. A., Ryan A. H. Phys. Rev., 81, 888 (1951).
155. Fait Z. Czechosl. J. Phys., 9, 218 (1957).
156. Gabillard R. Arch. sci., 9, fasc. spec., 84 (1956).
157. Денисов Ю. Н. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 82 (1960).
158. Леонтьев Н. И., Удовиченко Ю. К. Авторское свид. № 193117 с приоритетом, 15.IV 1958.
159. Леонтьев Н. И. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 93 (1960).
160. Леонтьев Н. И., Удовиченко Ю. К. Авторское свид. № 19316 с приоритетом, 15.IV 1958.
161. Леонтьев Н. И. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 78 (1960).
162. Дубовой Л. В., Швец О. М., Овчинников С. С. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 106 (1960).
163. Benoit H., Ottavi H. Compt. rend., 250, 2886 (1960).
164. Bene G., Denis P. M., Exterman R. C. Helv. phys. acta, 24, 663 (1951).
165. Спектор С. А. Авторское свид. № 110291, 31. XII. 1955.
166. Спектор С. А. Научно-техн. информ. бюл. Ленинград. политехн. ин-та, № 11, 54 (1957).
167. Кремлевский П. П. Расходомеры. М.—Л., Машгиз, 1955, стр. 400.
168. Никитин Б. И. «Приборостроение», № 7, 13 (1956).
169. Эндрю Э. Ядерный магнитный резонанс. М., Изд-во иностр. лит., 1957, стр. 124.
170. Torrey H. C. Phys. Rev., 75, 1326 (1949).
171. Hennel I. W., Hrynkiewicz A. Z. Arch. sci., 11, fasc. spec., 238 (1958).
172. Hennel I. W. et al. Arch. sci., 11, fasc. spec., 243 (1958).

173. Hahn E. L. Phys. Rev., 76, 145 (1949).
174. Carr N. Y., Purcell E. M. Phys. Rev., 94, 630 (1954).
175. Torne E. C. Compt. rend., 250, 512 (1960).
176. Chose T. Nuovo cimento, 5, 1771 (1957).
177. Померанцев Н. М. «Успехи физ. наук», № 1, 65 (1958).
178. Корепанов В. Д., Доутов Р. А., Фадеев В. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», № 1, 308 (1959).
179. Solomon I. J. phys. et radium, 20, 788 (1959).
180. Conger R. L., Selwood F. W. J. Chem. Phys., 20, 383 (1952).
181. Chiarotti G., Guilotto L. Phys. Rev., 93, 1241 (1954).
182. Manus C. et al. Compt. rend., 238, 1315 (1954).
183. Самойлов О. Я. Структура водных растворов электролитов и гидратация ионов. М., Изд-во АН СССР, 1957.
184. Rogers E. H., Staub A. H. Phys. Rev., 76, 980 (1949).
185. Rogers E. H., Staub A. H. Helv. phys. acta, 23, 63 (1950).
186. Levintal E. C. Phys. Rev., 78, 204 (1950).
187. Alder F., Yu F. C. Phys. Rev., 82, 105 (1951).
188. Бродский А. И., Сулема Л. В. «Докл. АН СССР», 88, 1277 (1952).
189. Bloch F., Siegert A. Phys. Rev., 57, 522 (1940).
190. Bloch F., Hansen W. W., Packard M. E. Phys. Rev., 69, 127 (1946).
191. Cuilotto L. Arch. Sci., 9, fasc. spec., 212 (1956).
192. Wangness R. K. Amer. J. Phys., 21, 275 (1953).
193. Агроскин И. И., Дмитриев Г. Д., Пикалов Ф. И. Гидравлика. М., Госэнергоиздат, 1954.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Преднсловне 2
Введеиие 3

Часть I

ОСОБЕННОСТИ ЯВЛЕНИЯ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В ПРОТОЧНОЙ ЖИДКОСТИ

Глава 1. **Предварительная поляризация проточиой жидкости** 14
§ 1.1. Методы поляризацни ядер . . . . —
§ 2.1. Поляризацня проточной жндкости снльным магнитным полем 18
§ 3.1. Экспериментальное исследование 21
§ 4.1. Практические конструкцни поляризаторов . . 24
Глава 2. **Инверсия иамагниченности ядер в текущей жидкости** 27
§ 1.2. Инверсия намагниченности ядер быстрым поворотом виешнего магнитного поля . . . . —
§ 2.2. Поворот намагничеииостн ядер осцнллнрующнм магнитным полем 32
§ 3.2. Поворот иамагнnчениости ядер при быстром аднабатнческом прохождении через резоиаис . . 54
Глава 3. **Амплитуда и шириua сигала ядериого резонаиса в проточиой жидкости** 61
§ 1.3. Сигнал ядерной абсорбции . . . . —
§ 2.3. Сигнал ядерной индукции 80
§ 3.3. Ядерио-резонансные геиераторы 90
Глава 4. **Аппаратурный и радиациоииый эффекты** . . . 109
§ 1.4. Аппаратурный эффект . . . . —
§ 2.4. Раднациоиное затуханне 115

Часть II

ПРИМЕНЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В ПРОТОЧНОЙ ЖИДКОСТИ

Глава 5. **Измерение и стабилизация слабых магиитных полей** 119
§ 1.5. Сравиенне обычиого и проточного датчиков ядерного резонанса . . . . —

§ 2.5. Погрешиость измереиий 122
§ 3.5. Оптнмальные параметры установки 125
§ 4.5. Зависимость погрешиости измереиия и стабилизацни поля от его напряжеииости и градиеита . . 129
§ 5.5. Прнменеиие метода 130
Глава 6. **Измереиие иеодиородиых магнитных полей (метод иутации)** 131
§ 1.6. Сравиеине разлнчных методов измереиия магинтных полей . . . . —
§ 2.6. Оценка точностн нзмерення магинтного поля . . 134
§ 3.6. Оптимальиые размеры датчика нутацнн 136
§ 4.6. Практнческне коиструкции датчиков нутацнн 137
§ 5.6. Прнмененне метода нутации 139
Глава 7. **Измерение расхода жидкостей по амплитуде сигиала ядерного резонанса** 144
§ 1.7. Сущность н особеиности метода нзмерення . . —
§ 2.7. Оптимальные параметры прибора и погрешиость измереиий 145
§ 3.7. Пример практического расчета 151
§ 4.7. Применеиие амплитудиого метода для нзмереиия скорости кровотока 152
Глава 8. **Абсолютное измерение скорости течения жидкостей с помощью магнитной отметки ядер** 154
§ 1.8. Прнцнп метода измерения . . . . —
§ 2.8. Требоваиия к параметрам устаиовки 156
§ 3.8. Рабочие формулы для нзмереиня скорости жидкости 161
§ 4.8. Способ определения эффектнвной длнны катушки 173
§ 5.8. Способ определення поправок τ н $\tau_д$ 174
§ 6.8. Прнмер практнческого исследоваиия расходомера . . . . —
Глава 9. **Измерение больших времен релаксации T_1 в непрерывном потоке жидкости** 183
§ 1.9. Обзор методов измерення T_1 . . . . —
§ 2.9. Метод перемеиного размагннчивающего объема 186
§ 3.9. Оптимальиая величнна Δv и мииимальиая погрешность нзмереиий 187
§ 4.9. Пределы измереиий T_1 189
§ 5.9. Требования к параметрам прнбора для измереиия T_1 190
§ 6.9. Прнмер выбора параметров прибора 195
§ 7.9. Влнянне на результат нзмереннй неравномерностн эпюры скоростей жндкости по сеченню измернтельиого объема . . . . —
§ 8.9. Описаиие экспернментальиой установки для измерення T_1 методом перемеииого размагиичивающего объема 199
§ 9.9. Прнмеиение метода измерення T_1 200
§ 10.9. Метод измерення T_1 с примеиеннем нутации намагниченности ядер 204
§ 11.9. Оптимальиые параметры устаиовки н минимальиая ошнбка измереиий 207

Глава 10. Некоторые другие применения ядерного магнитного резонанса 211
§ 1.10. Исследование продольной турбулентной диффузии в трубопроводе . . . . —
§ 2.10. Измерение расхода жидкости по напряженности резонансного осциллирующего поля в катушке нутации 219
§ 3.10. Измерение скорости жидких диэлектриков по аппаратурному сдвигу частоты 221
§ 4.10. Определение знака гиромагнитного отношения ядер 222
§ 5.10. Спектрометры ядерного магнитного резонанса с проточной жидкостью 223
§ 6.10. Измерение скорости спинового обмена методом двойного ядерного резонанса 225
Приложение 1. Изменение намагниченности ядер под действием резонансного вращающегося магнитного поля 234
Приложение 2. Связь амплитуды сигнала ядерного резонанса с намагниченностью ядер в объеме датчика 238
Приложение 3. Зависимость амплитуды сигнала абсорбции от неоднородности поля в объеме проточного датчика 240
Приложение 4. Изменение намагниченности ядер под действием вращающегося магнитного поля с частотой, отличной от частоты прецессии ядер 243
Литература 245

Александр Иванович Жерновой, Георгий
Дмитриевич Латышев
ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ПРОТОЧНОЙ
ЖИДКОСТИ
Тематический план 1964 г. № 9
Редактор *А. И. Мельникова*
Переплет художника *Ю. К. Мосеева*
Техн. редактор *Н. А. Власова*
Корректор *Л. Г. Девятова*

* * *

Сдано в набор 6/XI 1963 г. Подписано
в печ. 20/III 1964 г. Бумага 84×108/32.
Физич. печ. л. 8. Привед. п. л. 13,36.
Уч.-изд. л. 13,15. Заказ изд. 1172
Тираж 2600 экз. Т-04522. Цена 76 коп.
Заказ тип. 1119

Атомиздат, Москва, К-45, ул. Жданова, 27

* * *

Московская типография № 16 «Главполиграфпрома» Государственного комитета Совета Министров СССР по печати
Москва, Трехпрудный пер., 9

Портативные генераторы нейтронов в ядерной геофизике. Сборник статей. 1962 г., 202 стр., цена 74 коп.

В сборник включены работы советских и зарубежных авторов, посвященные общим принципам устройства генераторов нейтронов и условиям их применения, главным образом в геофизике. Наряду с этим в сборнике приведены оригинальные статьи по теории метода импульсного нейтронного каротажа, а также работы, посвященные результатам практического применения генераторов на нефтяных месторождениях СССР.

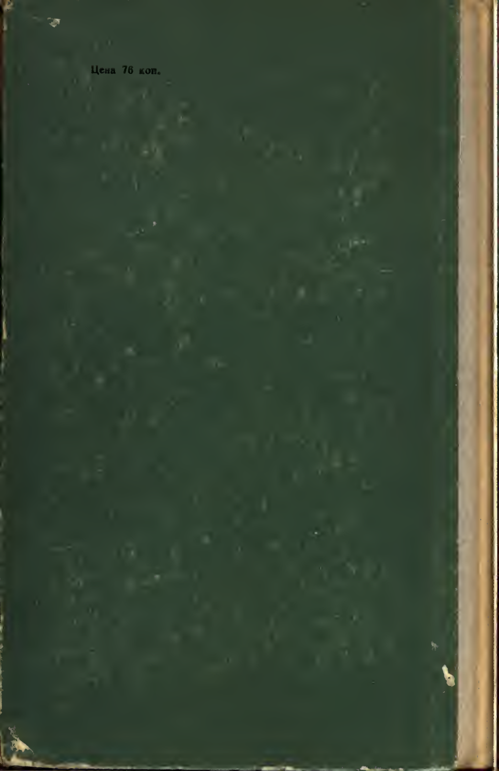
В сборнике рассматриваются различные типы ускорительных трубок, генерирующих нейтроны, схемы и устройство портативных скважинных приборов с этими трубками и перспективы применения нейтронных генераторов для получения короткоживущих изотопов, активационного анализа в реакторостроении, биологии в горнорудной промышленности и в других отраслях народного хозяйства. Сборник рассчитан на научных работников и инженеров, работающих в области ядерной физики и геофизики, а также на студентов соответствующих специальностей.

Издательство рекомендует укомплектовать библиотеки указанными изданиями и просит сообщить о потребности в книгах по адресу: Москва, Центр, ул. Кирова, 18. Атомиздат.

ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка, формула	Напечатано	Следует читать
10	14 снизу	Предложение «В 1957 г. впервые поляризация жидкости и наблюдение сигнала ядерного резонанса в проточном датчике были произведены в разных магнитных полях» следует читать после слов «магнитном поле» (строка 19 снизу).	
51	16 сверху	§ 2.3	§ 2.2
52	13 сверху	равна ΔH	равна $\frac{\Delta H}{2}$
77	1 снизу	(9.3)	(8.3)
97	12 снизу	$\gg$	$>$
113	1 сверху	меняет на активную	сменяет активную
124	формула (13.5)	$\Delta H=\frac{\pi}{4}\cdot\frac{q}{\gamma V_a a}$.	$\Delta H=\frac{\pi}{8}\cdot\frac{q}{\gamma v_a a}$.
135	15 сверху	§ 4.3	§ 2.2
136	6 сверху	§ 4.3	§ 2.2
151	10 сверху	Вместо приведенной формулы должно быть $1+\frac{v_a^2}{2q^2T_1^2}\cdot\frac{H_a}{H_п}(k-1)$	
151	14 снизу	$\frac{(k)^2ka^2}{(k+1)^2q^2T_1^2}\leqslant$	$\frac{v_a^2k(k-1)}{2q^2T_1^2(k+1)}\leqslant$
151	формула (19.7)	$\frac{v_a k}{T_1(k+1)}\sqrt{\frac{1}{\sigma_{qд.п}}}$	$\frac{v_a}{T_1}\sqrt{\frac{k(k-1)}{2\sigma_{qдоп}(k+1)}}$
157	В формулах (7.8) и (9.8) множитель K относится ко всему выражению кроме слагаемого A_m.		
216	10 снизу	слева	справа

Зак. 1119


Цена 76 коп.